



Conception et réalisation d'un spectromètre de masse à temps de vol spatialisable de type “ réflectron ” : électronique et tête de mesure

Pierre Devoto

► To cite this version:

Pierre Devoto. Conception et réalisation d'un spectromètre de masse à temps de vol spatialisable de type “ réflectron ” : électronique et tête de mesure. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT: . tel-00090727

HAL Id: tel-00090727

<https://theses.hal.science/tel-00090727>

Submitted on 1 Sep 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE TOULOUSE III – PAUL SABATIER

U.F.R. Physique, Chimie, Automatique

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Spécialité : Electronique et Instrumentation

Présentée et soutenue publiquement

par

Pierre DEVOTO

Le 17 mars 2006

**CONCEPTION ET REALISATION D'UN SPECTROMETRE DE MASSE
A TEMPS DE VOL SPATIALISABLE DE TYPE « REFLECTRON » :
ELECTRONIQUE ET TETE DE MESURE**

Directeur de thèse : Jean-André SAUVAUD

JURY

M. Alain Cazarré	Président du Jury
M. Dominique Delcourt	Rapporteur
M. Berndt Klecker	Rapporteur
M. Jean-Claude Lalaurie	Examineur
M. Philippe Louarn	Examineur
M. Jean-André Sauvaud	Directeur de thèse

Remerciements

Je voudrais d'abord remercier Jean-André Sauvaud, qui à encadré cette thèse. Il m'a permis de prendre le recul nécessaire pour comprendre le contexte scientifique de cette thèse dans sa globalité. Merci à mon co-directeur de thèse Claude Aoustin, qui a toujours été disponible pour résoudre les problèmes divers et variés.

Je remercie également Dominique Delcourt et Berndt Klecker d'avoir accepté de rapporter ce travail dans des délais très courts et pour leurs commentaires constructifs. Merci aux autres membres du jury : Alain Cazarré , Philippe Louarn et Jean-Claude Lalaurie, qui à suivi et financé ce travail pour le compte du CNES.

Je remercie tout particulièrement Jean-Louis Médale pour son aide inestimable, ses idées shadok et toutes les discussions scientifiques et techniques que nous avons eu. Je remercie également Jean Rouzaud, qui à effectué toute la conception mécanique du prototype, Andreï Fedorov et Eric Lecomte pour leur aide précieuse pendant les tests au vide. Merci à Thierry Camus, qui à été (et est toujours) un co-bureau sympathique et serviable. Je remercie Hélène Perrier, qui est une organisatrice de soutenance hors-pair. J'adresse également un salut amical aux autres thésards du CESR : entre autres, dans le désordre, Romain, Benoît, Gilles, Nico, Christophe, Natacha... Merci pour la bonne ambiance générale et les barbecues/apéros organisés de main de maître.

Merci à mes amis Sylvain, Sam et Julien pour leur soutien moral. On arrivera à la faire, cette semaine dans le Cantal ! Merci aussi à mes parents et à mon frère, qui m'ont toujours fait confiance et m'ont soutenu pendant toutes ces années d'études.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 : Cadre scientifique et technique	3
1.1 Contexte scientifique.....	3
1.2 Détermination de la fonction de distribution.....	11
1.3 Principes de la spectrométrie de masse à temps de vol.....	12
1.3.1 Analyseur électrostatique toroïdal de type « top hat »	14
1.3.2 Feuille de carbone	15
1.3.3 Galettes de microcanaux	16
1.4 Qualité de la mesure et résolution en masse	18
1.5 Conclusion.....	19
Chapitre 2 : Fonctions de la chaîne de mesure.....	21
2.1 Fonctions de la chaîne de mesure.....	21
2.1.1 Performances nécessaires	22
2.1.2 Amplification-discrimination	23
2.1.2.1 La famille « arm-and-fire »	25
2.1.2.2 La famille à comparateur simple	26
2.1.3 Mesure du temps	27
2.1.3.1 Conversion temps-amplitude.....	27
2.1.3.2 Conversion temps-numérique	28
2.1.4 Détermination des positions, coïncidences et comptages	29
2.2 Architecture choisie.....	30
2.2.1 Choix de l'amplificateur discriminateur	30
2.2.2 Choix du système de mesure du temps	31
2.2.3 Contrôle du TDC	32
2.2.4 Détermination des positions, des coïncidences et des comptages.....	32

2.3 Conclusion.....	36
Chapitre 3 : Modules de la chaîne de mesure.....	37
3.1 Amplificateur-discriminateur développé.....	37
3.1.1 Théorie et principe	37
3.1.1.1 Amplification	38
3.1.1.2 Mise en forme de l'impulsion	38
3.1.1.3 Déclenchement par monostable	39
3.1.2 Simulations.....	40
3.1.3 Réalisation et optimisation	43
3.1.4 Tests et performances.....	45
3.1.4.1 Excursion en temps et jitter	45
3.1.4.2 Consommation	46
3.1.4.3 Effet de la température	47
3.1.4.4 Effets des rayonnements ionisants	48
3.1.4.5 Tests avec un détecteur complet.....	49
3.2 Convertisseur temps-numérique (TDC) et FPGA de contrôle.....	51
3.2.1 Description du TDC	51
3.2.2 Mode d'utilisation du GP1	58
3.2.2.1 Calibration indépendante.....	58
3.2.2.2 Configuration de la mesure	58
3.2.2.3 Lecture d'une mesure	59
3.2.3 FPGA de contrôle.....	59
3.2.3.1 Génération des horloges	60
3.2.3.2 Lookup table.....	61
3.2.3.3 Module de dialogue avec l'interface microcontrôleur	62
3.2.3.4 Module de parallélisation	63
3.2.4 Tests en radiation du TDC GP1	63
3.3 Détermination des positions, coïncidences et comptages	69
3.3.1 Modules de verrouillage des STARTS et des STOPS	69
3.3.2 Module d'encodage des positions	71
3.3.3 Module de coïncidence.....	71
3.3.4 Module de comptage	72

3.4 Conclusion.....	74
Chapitre 4 : Conception d'un détecteur complet de type « réflectron »	75
4.1 Principe du réflectron	80
4.2 Etude analytique du réflectron	81
4.3 Concept de l'instrument développé.....	82
4.3.1 Champ électrique polynomial incliné	85
4.3.2 Lentille convergente.....	87
4.3.3 Focalisation et collection des électrons	90
4.4 Cadre technique.....	91
4.5 Simulations du détecteur	92
4.6 Conclusion.....	95
Chapitre 5 : Construction et tests du prototype	97
5.1 Structure mécanique	97
5.2 Galettes de microcanaux	102
5.3 Feuille de carbone	104
5.4 Génération des hautes tensions	104
5.5 Collection des signaux de temps de vol et mesure du temps de vol	105
5.6 Tests au vide.....	105
5.6.1 Spectres directs.....	106
5.6.2 Spectres réfléchis.....	108
5.7 Fragmentation des molécules	111
5.8 Conclusion.....	112
Conclusion.....	113
 Appendice A : Caractéristiques détaillées des feuilles de carbone	 115

Appendice B : Théorie du potentiel linéaire	119
Appendice C : Théorie du potentiel quadratique	123
Appendice D : Théorie du potentiel polynomial	125
Appendice E : Calcul de d_{ff} équivalent avec la lentille	127
Appendice F : Sigles et abréviations	127
Bibliographie	131

Introduction

Ce travail de thèse porte en premier lieu sur la conception et la réalisation de l'électronique de la chaîne de mesure d'un spectromètre de masse à temps de vol embarquable sur satellite. Il porte également sur la conception, le développement, la construction et les tests au vide du prototype d'un spectromètre de type « réflectron » pouvant être embarqué sur satellite.

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un programme de recherche et développement financé par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) dont l'objectif est la miniaturisation de l'électronique des instruments de mesure de particules embarqués sur satellite.

La technique du temps de vol est ici utilisée pour déterminer la composition ionique des plasmas spatiaux. Associés à des analyseurs électrostatiques permettant de sélectionner l'énergie par charge des ions, ces spectromètres permettent de déterminer les fonctions de distribution tridimensionnelles des différentes espèces ioniques présentes dans le plasma. Les applications spatiales de ce type d'instruments comprennent aussi bien la détermination de la composition du plasma de la couronne solaire que l'analyse des enveloppes externes des planètes du système solaire et leur imagerie en atomes neutres. Après sélection en énergie par charge, le rapport masse/charge des particules est restitué par un système à temps de vol : la particule à détecter traverse une cible de carbone et les électrons secondaires émis par cette cible lors de la traversée de la particule sont détectés par une galette de microcanaux (MCP) et donnent le signal de début de temps de vol. La particule ayant traversé la cible interagit ensuite avec un deuxième détecteur (MCP) pour donner le signal de fin de temps de vol. La durée de vol (de quelques nanosecondes à quelques centaines de nanosecondes) permet de connaître la vitesse de l'ion, et donc sa masse par charge. Pour garantir une bonne résolution en masse, une mesure précise de la différence de temps est indispensable. Un des objectifs principaux du travail exposé a été de développer une électronique originale pour atteindre les précisions en temps nécessaires.

Le présent mémoire est constitué de cinq parties.

Le premier chapitre décrit quelques caractéristiques des plasmas spatiaux dans les environnements terrestre et planétaires ainsi que les paramètres physiques qui doivent être

mesurés. Nous rappelons également les techniques de mesure par spectrométrie de masse à temps de vol et les principaux composants d'un tel instrument.

Le second chapitre détaille les fonctions que doit remplir la chaîne de mesure, c'est à dire les performances nécessaires et les différents sous-modules dont se compose cette chaîne de mesure. Nous discutons ensuite les différentes options possibles pour chaque sous-module et donnons les raisons du choix d'architecture qui a été effectué.

Le troisième chapitre détaille la chaîne de mesure qui a été développée. Nous décrivons d'abord l'amplificateur-discriminateur conçu puis réalisé. Nous discutons ensuite ses performances et son comportement sous irradiation. Nous nous intéressons ensuite au convertisseur temps-numérique, à sa vulnérabilité radiative et au développement de son électronique de contrôle. Nous présentons enfin le module de détermination des positions et des coïncidences.

Le quatrième chapitre présente l'utilité et le principe d'un spectromètre de type « réflectron ». Nous détaillons l'instrument développé et les solutions analytiques des équations qui régissent le temps de vol des ions dans diverses configurations de champ électrique. Nous présentons également les simulations numériques du spectromètre et comparons les résultats de ces simulations avec les solutions analytiques.

Le cinquième chapitre détaille le prototype de spectromètre qui a été construit. Nous décrivons d'abord ses conceptions mécanique et électronique et les différentes parties de l'instrument. Nous comparons ensuite les spectres de temps de vol mesurés au cours des tests au vide avec ceux obtenus par simulation et montrons que le spectromètre présente les qualités nécessaires à son emport en satellite pour la mesure des enveloppes externes des planètes. Le travail réalisé ouvre une voie à la construction de spectromètres adaptés cette fois à la mesure des ions multi-chargés du vent solaire.

Chapitre 1 :

Cadre scientifique et technique

Nous introduisons dans ce chapitre le contexte scientifique de cette thèse et décrivons les mesures à effectuer. Nous présentons les techniques de la spectrométrie de masse à temps de vol adaptées aux instruments embarqués sur les satellites scientifiques et discutons les paramètres qui font la qualité de la mesure.

1.1 Contexte scientifique

La composition du vent solaire reflète les caractéristiques de la région du soleil d'où il provient, la couronne solaire. Le vent solaire balaie les matériaux des régions du milieu interplanétaire où il s'écoule. Les particules ainsi entraînées proviennent par exemple des comètes, des astéroïdes, des atmosphères des planètes et des satellites. Elles comprennent également les constituants ionisés du milieu interstellaire local. En permettant de distinguer les matériaux entraînés et solaires, les mesures de composition ionique effectuées dans le milieu interplanétaire ou au voisinage des corps célestes fournissent des informations sur les sources et leur probable évolution temporelle. Développer les prototypes précédant la réalisation de ce type de mesure à l'aide d'instruments embarquables à bord de satellite est l'objet du travail présenté dans cette thèse ([Dev04]).

Ces matériaux solaire et extrasolaires sont généralement sous forme de plasmas. Le terme plasma est utilisé pour décrire un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, électrons, positrons et ions, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre. Plus de 99% de l'univers est constitué de matière à l'état de plasma. Les champs électriques et magnétiques interagissent avec les particules ionisées qui à leur tour modifient les champs. C'est pourquoi pour décrire le comportement d'un plasma il faut à la fois des outils qui permettent de décrire le comportement des particules, ou à l'ordre zéro, d'un fluide (équation de Boltzmann ou équations de la dynamique des fluides) et les outils qui décrivent les lois de l'électromagnétisme (équations de Maxwell). L'instrumentation spatiale comprend l'ensemble des mesures des particules et des champs permettant de mesurer les paramètres physiques d'un plasma spatial et ainsi de le caractériser.

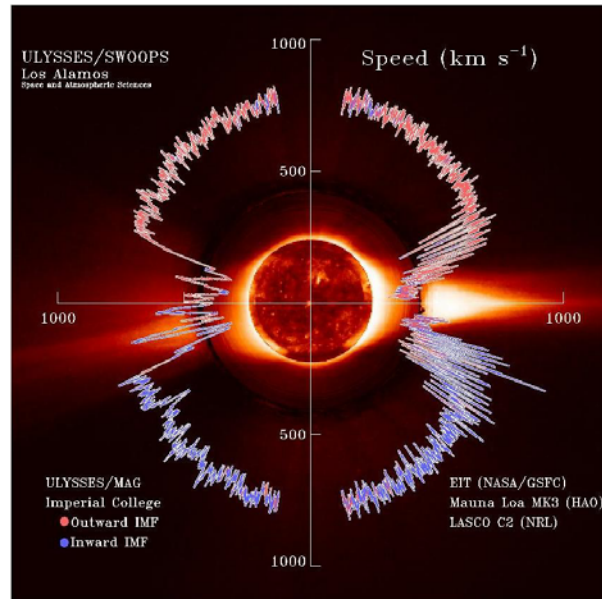


Figure 1.1 : Soleil et vent solaire : Vitesse d'expansion du vent solaire en fonction de la latitude solaire. La vitesse de groupe du vent est calculée d'après la mesure de la distribution en vitesse des protons ([McC98a]).

De fait, on rencontre des plasmas dans tout le système solaire, depuis le vent solaire jusqu'aux enveloppes externes de toutes les planètes.

Le vent solaire s'écoule isotropiquement depuis le soleil à des vitesses d'environ 400 km/s aux faibles latitudes solaires et d'environ 800 km/s aux hautes latitudes (**Figure 1.1**). Sa composante ionique est principalement constituée de protons (95%) et de particules α (4%), il contient des éléments mineurs (1%) dont du carbone, de l'azote, de l'oxygène, du néon, du magnésium du silicium et du fer. Sa source est la couronne solaire dont la température d'environ 10^6 K permet aux particules ionisées la composant d'échapper à la gravité solaire. L'énergie des ions du vent solaire est comprise entre 0,5 et 2,0 keV/nucléon. La densité du vent solaire est généralement comprise entre 1 et 10 particules/cm³ à une unité astronomique. La température associée au mouvement thermique des particules est dans la gamme 10^4 à 10^6 K, soit de 1 à 100 eV environ. Une seconde température appelée température coronale est utilisée pour caractériser le vent solaire ; elle est dérivée de la distribution de l'état de charge des ions minoritaires et est de l'ordre de la température de la couronne, 10^6 K ([Hun72]). La physique du chauffage de la couronne solaire à ces hautes températures/vitesses reste encore mal comprise. La mesure des éléments mineurs et de leurs isotopes dans le vent solaire est importante car elle aide en particulier à comprendre les mécanismes qui produisent la transition entre la photosphère relativement froide et dense et la

couronne chaude et ténue. Les mesures de composition aident aussi à établir la composition isotopique de la nébuleuse solaire primitive. En effet, le bon accord démontré entre les abondances photosphérique et météoritique pour une grande variété d'éléments réfractaires et modérément volatiles est cohérent avec une origine commune des matériaux solaire et planétaire ([Pal01]). Le soleil contient ainsi un large échantillon de matière de la nébuleuse protosolaire. Par conséquent la connaissance de la composition solaire peut révéler la composition du milieu interstellaire il y a quelque 4.6 milliards d'années et fournir des informations sur les évolutions chimiques et isotopiques des planètes.

Si la composition du vent solaire est voisine de celle de la zone convective du soleil, sa composition exacte dépend également du processus de fractionnement organisé par le premier potentiel d'ionisation atomique. Ce processus provient de la séparation des particules neutres et des ions dans la chromosphère. Plus le potentiel d'ionisation est faible, plus il est facile d'ioniser les particules qui s'échappent finalement dans le vent solaire. Le rapport des abondances dans le vent et dans la photosphère indique que les éléments lourds (Si, Mg, Fe) avec un potentiel d'ionisation inférieur à 10 eV (\sim énergie des photons Lyman- α) sont enrichis par un facteur de l'ordre de 3 dans le vent solaire lent et de 1,5 dans les vents rapides ([Ste97], [Ste00]). La composition isotopique n'est pas sensible à ce processus ($<1\%$).

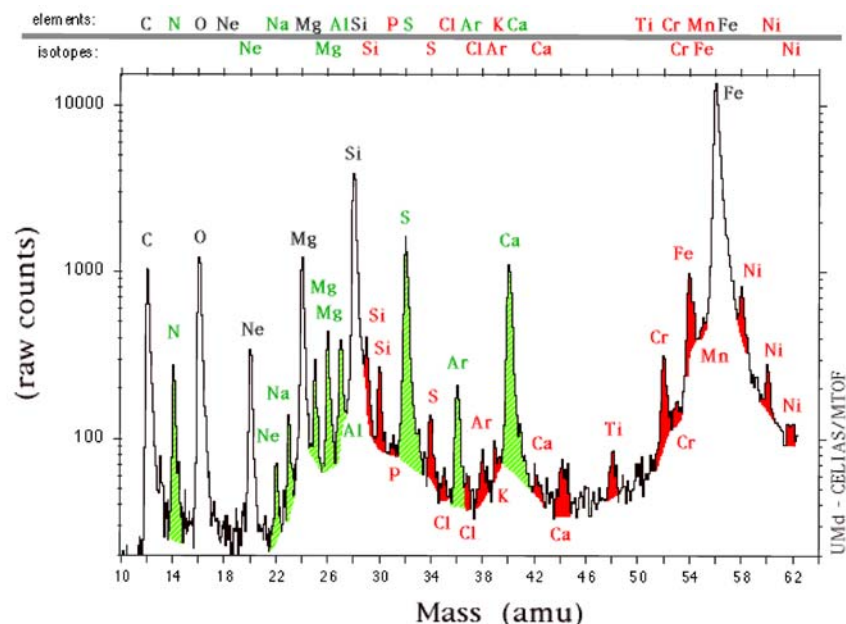


Figure 1.2 : Composition élémentaire et isotopique du vent solaire entre 12 et 64 uma. Ce spectre a été accumulé pendant 3 jours par l'instrument CELIAS/MTOF de SOHO. Le senseur MTOF était dans un mode optimisé pour l'analyse des espèces du vent solaire avec des masses supérieures à celle du soufre. C'est pourquoi les pics du Calcium (masse 40) et du Fer dominant ceux de l'oxygène. Les pics indiqués en noir et blanc correspondent aux éléments les plus couramment mesurés in situ dans le vent solaire: Carbone (12 uma), Oxygène (16 uma), Neon (20 uma), Magnésium (24 uma), Silicium (28 uma), et Fer (56 uma) (cf. [Hov95] ; [Wur03]).

L'état de charge des ions du vent solaire tels O, C, and Fe, résulte des propriétés de la source coronale du vent solaire et des propriétés de l'expansion du plasma au voisinage du soleil (cf. [Gei86]). Durant l'expansion, la charge ionique s'adapte à l'environnement coronal jusqu'à ce que les temps caractéristiques d'ionisation et de recombinaison deviennent grands par rapport au temps caractéristique d'expansion. A cet endroit, l'état de charge ne varie plus, il est « gelé ». Pour une vitesse, une température et un profil de densité donné, chaque état de charge ionique possède son point de « gel » qui peut varier considérablement d'une espèce d'ions à une autre. C'est ainsi que les rapports d'abondance O^{7+}/O^{6+} et C^{6+}/C^{5+} sont gelés assez près de la source du vent solaire et montrent donc une grande variabilité. Au contraire, l'état de charge du Fer est gelé plus loin du soleil, jusqu'à 3,5 rayons solaires. Geiss et al. ([Gei95]) et von Steiger et al., ([Ste97], [Ste00]) ont montré que l'état de charge des ions est clairement différent dans le vent solaire lent et dans le vent solaire issu des trous coronaux. Des états de charge élevés du Fer (5+, 6+) indiquent souvent des Ejections de Masse Coronale (CME).

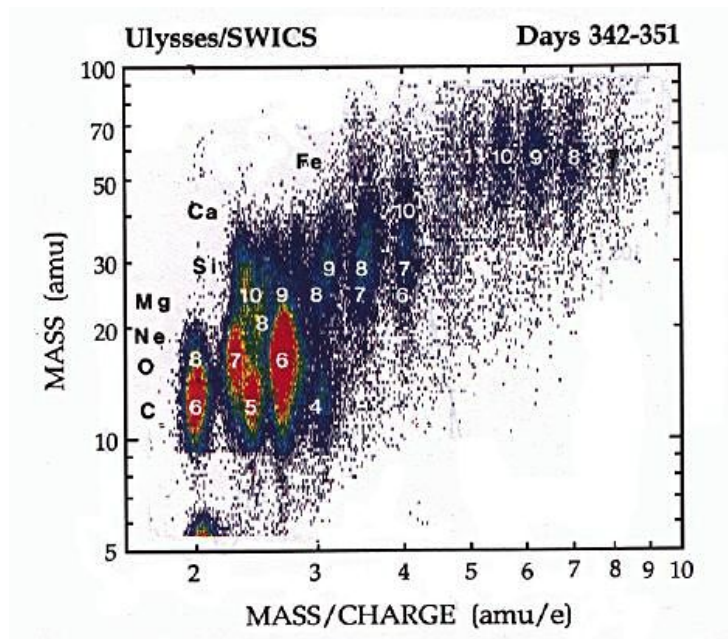


Figure 1.3 : Exemples de distributions en masse et masse par charge des ions du vent solaire.

La spectrométrie de masse est donc indispensable à l'étude des mécanismes de chauffage et d'éjection du plasma solaire dans le milieu interplanétaire. Ce vent peut avoir une profonde influence sur les environnements planétaires. Il est en effet maintenant largement admis qu'en l'absence de barrière magnétique efficace, comme c'est le cas sur la Terre, protégée par sa magnétosphère, l'atmosphère d'une planète telle que Mars est soumise à une érosion intense au contact du vent solaire. Les modèles prédisent un effet

cumulé très important à l'échelle des milliards d'années, potentiellement capable de dissiper en totalité une atmosphère primitive dense, nécessaire au maintien de l'eau sous forme liquide. Ainsi, le vent solaire a-t-il pu jouer un rôle déterminant dans l'évolution du climat martien vers la désertification. S'il a par ailleurs été plus intense au début de la vie du soleil, comme semble le suggérer la forte activité des étoiles jeunes de type solaire, une partie importante de l'eau martienne a pu s'échapper vers l'espace. On remarque ainsi que la Terre, qui est la seule des planètes telluriques à avoir conservé à sa surface une quantité importante d'eau liquide, est également la seule à posséder une magnétosphère étendue la protégeant des effets du vent solaire. On sait maintenant que Mars a connu également un champ magnétique intrinsèque important, mais que celui-ci a disparu tôt, aux époques où par ailleurs la planète s'est désertifiée. Existe-t-il un lien entre l'arrêt de la dynamo magnétique martienne et le déclenchement du processus de raréfaction atmosphérique qui a conduit à la désertification ? La magnétosphère terrestre n'a-t-elle pas joué un rôle important dans l'entretien du cycle hydrologique et le développement de la vie à la surface de notre planète ? Cette thématique, qui nécessite d'abord Mars en tant que système constitué d'enveloppes en interaction mutuelle et en interaction à leur sommet avec le vent solaire, est fondamentale pour comprendre l'évolution des planètes telluriques en référence à la Terre. C'est précisément cette approche qu'adoptent les projets proposés au CNES et à l'European Space Agency (ESA) pour le programme futur « Cosmic Vision » (cf. [Cha00]).

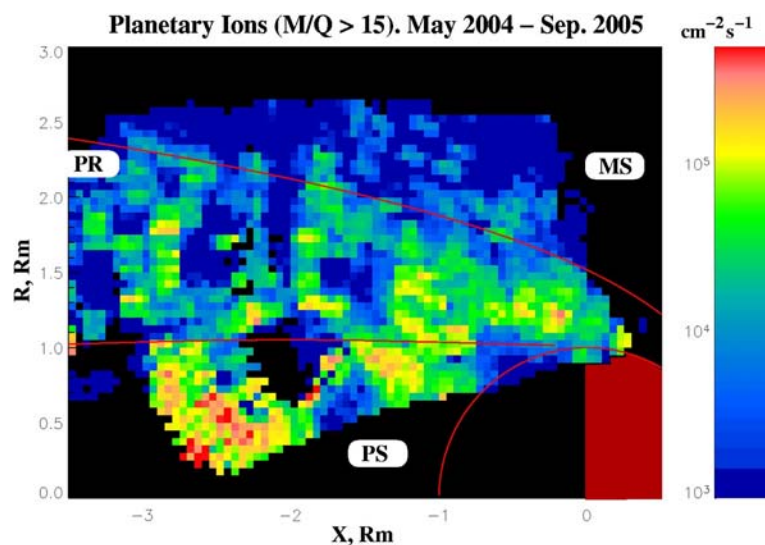


Figure 1.4 : Echappement des ions martiens lourds ($M > 15$ uma) de Mars en direction antisolaire. Le flux d'ions est représenté (cf. code de couleur) en fonction de la distance à Mars et de l'altitude (exprimées en rayons martiens). Les trois régions représentées sont la couche de plasma (PS), la région d'empilement magnétique (PR) et la magnétogaine (MS). (d'après [Fed06]).

La plupart des planètes et des corps du système solaire sont entourés d'enveloppes gazeuses piégées par gravitation. De fait, quatre planètes telluriques ont dans le système solaire des atmosphères assez denses pour cacher au moins partiellement leur surface lorsqu'ils sont observés de l'espace ou pour créer un ciel coloré depuis leur sol : Vénus, la Terre, Mars et Titan. Les atmosphères de Vénus et de Mars sont essentiellement constituées de gaz carbonique alors que celles de la Terre et de Titan sont constituées principalement d'azote. La Terre est la seule planète où l'oxygène atmosphérique est abondant tandis que Vénus referme des composants acides et Titan est la seule à contenir des hydrocarbures (méthane, éthane, propane,...). Chacun de ces corps a des températures et des pressions différentes (cf. Tableau 1).

	Vénus	Terre	Mars	Titan
Composants atmosphériques majeurs	CO ₂ (96%) N ₂ (3,5%)	N ₂ (77%) O ₂ (21%) H ₂ O (1%) Ar (0.93%)	CO ₂ (95%) N ₂ (2.7%) Ar (1.6%) O ₂ (1.3%)	90-97% N ₂ 5% Ar 2,5% CH ₄ 0.2% H ₂
Composants atmosphériques mineurs	150 ppm SO ₂ 100 ppm H ₂ O 70 ppm Ar 40 ppm CO	330 ppm CO ₂ 18 ppm Ne 5.2 ppm He 1.5 ppm CH ₄	700 ppm CO 300 ppm H ₂ O 2.5 ppm Ne	~10 ppm CO ~10 ppm C ₂ H ₆ ~2 ppm C ₂ H ₂ ~0,5 ppm C ₃ H ₈
Température de surface	457 °C	15 °C	-57 °C	-180 °C
Pression de surface	90 bars	1 bar	0,007 bars	1,6 bars

Tableau 1 : Composition atmosphérique, pression et température de surface de Vénus, la Terre, Mars et Titan.

Les thermosphères et ionosphères planétaires constituent les couches supérieures des atmosphères, celles qui interagissent avec leur environnement proche. L'interaction des radiations UV solaires et des particules chargées énergétiques solaires ou planétaires produit l'ionisation qui crée les ionosphères planétaires. A long terme, ces couches contrôlent la perte d'espèces chimiques et ainsi l'évolution des atmosphères planétaires. Tous ces phénomènes dépendent de nombreux facteurs : gravité planétaire (qui contrôle la vitesse d'évasion), distance héliocentrique (qui contrôle les variations de la densité du vent solaire et du flux des UV solaires), intensité et géométrie du champ magnétique (qui constitue un obstacle au vent solaire) ...

De nouveaux résultats sur les atmosphères supérieures de Mars, Saturne et Titan sont actuellement fournis par les missions Mars-Express et Cassini/Huygens. Néanmoins, ces mesures de composition ionique sont extrêmement difficiles et jusqu'à présent la plupart des mesures in situ des plasmas formant les enveloppes les plus externes des environnements planétaires non terrestres ont été obtenues avec des spectromètres à radio fréquence ou magnétiques dont la conception, qui répondait à d'importantes contraintes de masse, ne permettait pas une analyse très détaillée de la composition du plasma. C'est par exemple le cas du spectromètre de masse de l'expérience ASPERA sur le satellite Mars-Express qui ne permet pas de distinguer les ions O_2^+ et CO^+ (Figure 1.5).

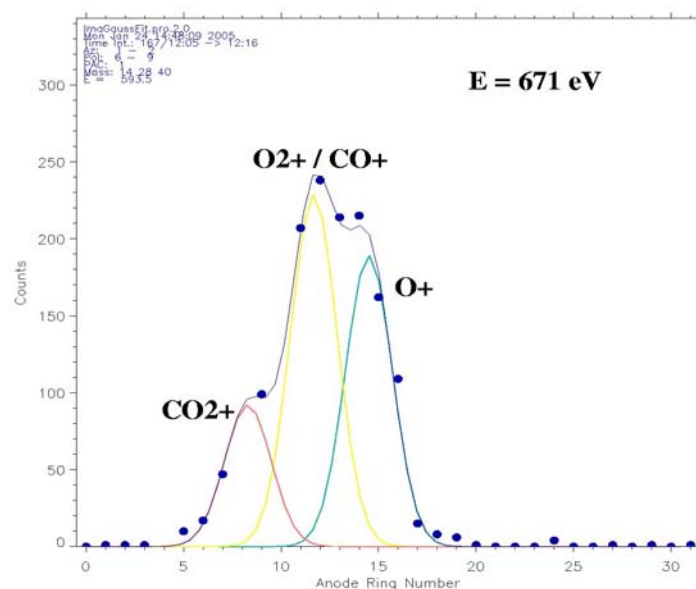


Figure 1.5 : Spectre de masse des ions de 671 eV d'origine martienne échappant à la planète sous l'effet du vent solaire. Les points instrumentaux sont approximatés par une distribution à 3 ions : CO_2^+ , O^+ et O_2^+ ou CO^+ . Ces derniers ne peuvent être distingués par l'instrument IMA/ASPERA de Mars-Express.

Il est donc nécessaire pour progresser dans la compréhension des propriétés des enveloppes planétaires et solaires de développer la maîtrise d'instruments légers qui mesurent avec précision la composition ionique des plasmas. En outre la vitesse d'écoulement des ions, souvent importante par rapport à leur vitesse thermique, introduit des directions privilégiées dans le milieu à mesurer. Ceci rend impératif la mesure de la distribution des ions dans l'espace des vitesses avec une bonne précision en énergie et en angle.

Le but du travail présenté dans ce mémoire est de construire un prototype spatialisable complet de spectromètre de masse à temps de vol adapté à l'environnement martien et permettant une étude détaillée de la magnétosphère de la Terre. Il s'agit aussi de commencer à

développer une ligne de produits qui à court terme aboutira à la réalisation d'un spectromètre de masse à temps de vol plus performant pour la mesure des ions multi-chargés du vent solaire dans la perspective de la mission Solar Orbiter de l'ESA.

1.2 Détermination de la fonction de distribution

Comme pour un fluide ordinaire, on définit et mesure la densité, la vitesse de groupe, la pression, le flux de chaleur d'un plasma. Le calcul de ces quantités requiert cependant ici la détermination de la fonction de distribution tridimensionnelle des particules.

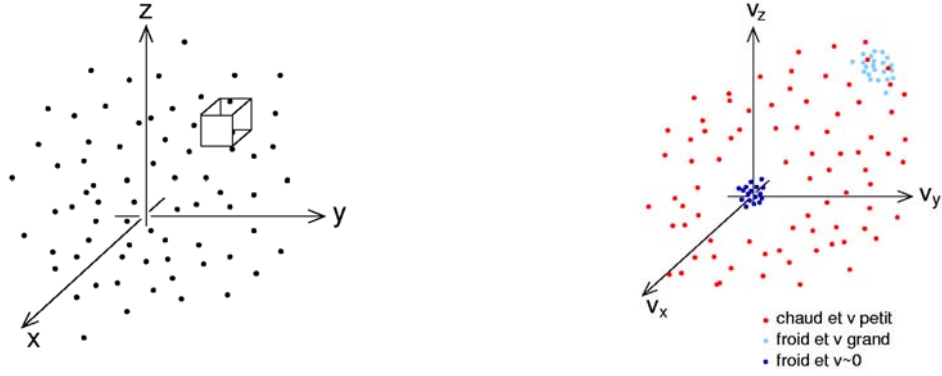


Figure 1.6 : A gauche: répartition schématique des particules dans un espace (x,y,z) . A droite répartition des n particules dans l'espace des vitesses (v_x, v_y, v_z) (cf. [Mor02]).

Une signification physique approchée de la fonction de distribution est donnée par la **Figure 1.6**. La partie droite de la Figure schématise la distribution des particules dans l'espace (x,y,z) . Un élément de volume $dx.dy.dz$ contient n particules, n étant la densité. Ces n particules sont réparties dans l'espace des vitesses (v_x, v_y, v_z) , comme indiqué sur la partie droite de la Figure. Pour un plasma froid et quasi-stagnant comme le plasma ionosphérique, les n particules sont regroupées près de l'origine (amas bleu foncé) ; pour un plasma froid et rapide comme le vent solaire, les n particules sont regroupés autour d'une vitesse élevée (amas bleu clair). Pour un plasma chaud comme pour le plasma solaire de la magnétosphère de la Terre, chauffé au niveau de l'onde de choc terrestre, les n particules occupent une grande partie de l'espace des vitesses. Un élément de volume de cet espace de $1 \text{ cm}^3/\text{sec}^3$ contient $f \text{ (sec}^3/\text{cm}^6)$ particules. f , la densité dans l'espace des phases est la valeur locale de la fonction de distribution. L'intégrale de f sur l'espace des vitesses donnera par définition le nombre total de particules n du volume initial $dx.dy.dz$, et donc la densité:

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}$$

La fonction de distribution est obtenue par la détection de chaque particule en fonction de son énergie, de sa masse et de sa direction de propagation dans l'espace. On obtient d'abord un

nombre de coups en fonction de l'azimut et de l'élévation, de l'énergie et de la masse : $C_{ijk}(\theta_k, \varphi_j, E_i, m)$. La fonction de distribution, notée f est liée aux comptages par la relation :

$$f = \frac{C_{ijk}}{0,5 K V_i^4},$$

où K est le facteur de géométrie de l'instrument, exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$, et V_i est la vitesse des particules. On peut ensuite calculer les moments de la fonction de distribution. Par exemple, la densité n :

$$n = \frac{\delta\varphi\delta\theta}{K} \sum_i \frac{\delta V_i}{\langle V_i^2 \rangle} \sum_j \sum_k \langle \cos \theta_k \rangle f_k C_{ijk}$$

où $\delta\varphi\delta\theta$ est l'angle de vue analysé par l'instrument au cours de l'obtention d'un spectre en énergie, $\langle V_i \rangle$ la vitesse moyenne et δV_i la variation de vitesse correspondant au palier d'énergie E_i et θ_k l'azimut moyen visé pendant la mesure.

On peut calculer de la même manière les autres moments de la fonction de distribution, par exemple la vitesse et le tenseur de pression.

1.3 Principes de la spectrométrie de masse à temps de vol

Les premiers spectromètres de masse à temps de vol sont apparus dans les laboratoires dans les années 50. Ils permettaient de mesurer la masse d'un paquet d'ions créés par une source d'ions pulsée. Ils ont fait l'objet de nombreuses études dans les années qui ont suivi, principalement dans le but d'améliorer leur résolution en masse $m/\Delta m$. Pour un historique détaillé de la spectrométrie de masse à temps de vol en laboratoire, on pourra se reporter par exemple à [Mam01]. La technique du temps de vol a ensuite été adaptée aux applications spatiales ([Glo79], [Glo90], [Wue98]). Le principe est illustré par la **Figure 1.7**. Les ions sont d'abord sélectionnés par un analyseur électrostatique qui courbe les trajectoires des ions et ne laisse passer que les ions ayant un rapport énergie par charge E/q donné. A la sortie de l'analyseur, l'ion est post-accélééré puis entre dans la section de temps de vol en traversant une feuille de carbone très fine (quelques $\mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ d'épaisseur). Quand l'ion traverse la feuille, il provoque l'émission d'électrons secondaires par la feuille de carbone. Ces électrons, qui ont une vitesse très supérieure à celle des ions, sont détectés par une galette de microcanaux située très près de la feuille. On peut considérer que l'instant de détection des électrons est le même que l'instant de traversée de la feuille.

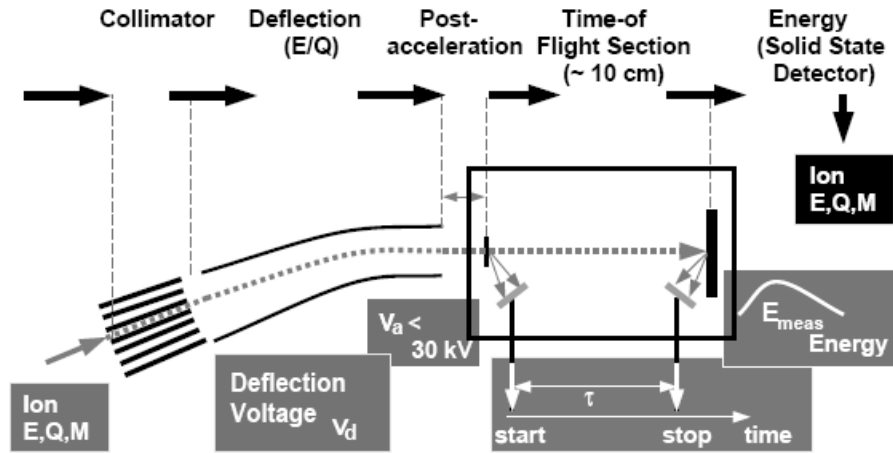


Figure 1.7 : Principe du spectromètre de masse à temps de vol (adapté de [Glo90])

L'impulsion ainsi créée donne le signal de début du temps de vol, ou « START ». L'ion dérive ensuite sur une distance d (typiquement 10 cm) puis frappe une galette de microcanaux ou un SSD (Solid State Detector) qui l'arrête. Ce détecteur fournit le signal de fin de temps de vol, ou « STOP ».

La différence de temps entre le signal START et le signal STOP, τ , permet de connaître la vitesse de l'ion $v = d/\tau$. L'énergie par charge de l'ion étant connue, il est facile de calculer la masse sur charge par la formule : $\frac{E}{q} = \frac{1}{2} \frac{M}{q} v^2$, d'où $\frac{M}{q} = 2 \frac{E}{q} \frac{\tau^2}{d^2}$.

Ce principe peut être étendu à la mesure tridimensionnelle des fonctions de distribution des plasmas spatiaux en utilisant un instrument dont le champ de vue est de 360° . [Möb98]. En effet, un tel instrument, représenté sur la **Figure 1.8**, placé sur un satellite en rotation permet de couvrir les 4π stéradians de l'espace pendant la durée d'une demi rotation du satellite. L'instrument est monté avec son axe de symétrie perpendiculaire à l'axe de rotation du satellite. L'analyseur électrostatique toroïdal de type « top-hat » possède une réponse uniforme sur les 360° de l'angle polaire, c'est à dire qu'un faisceau d'ions parallèle est focalisé en un point à la sortie du top-hat quel que soit l'angle polaire. A la sortie de l'analyseur, les ions sont post-accélérés pour leur donner une énergie suffisante pour traverser la feuille de carbone. Les électrons secondaires sont défléchis sur la partie « START » de la galette de microcanaux

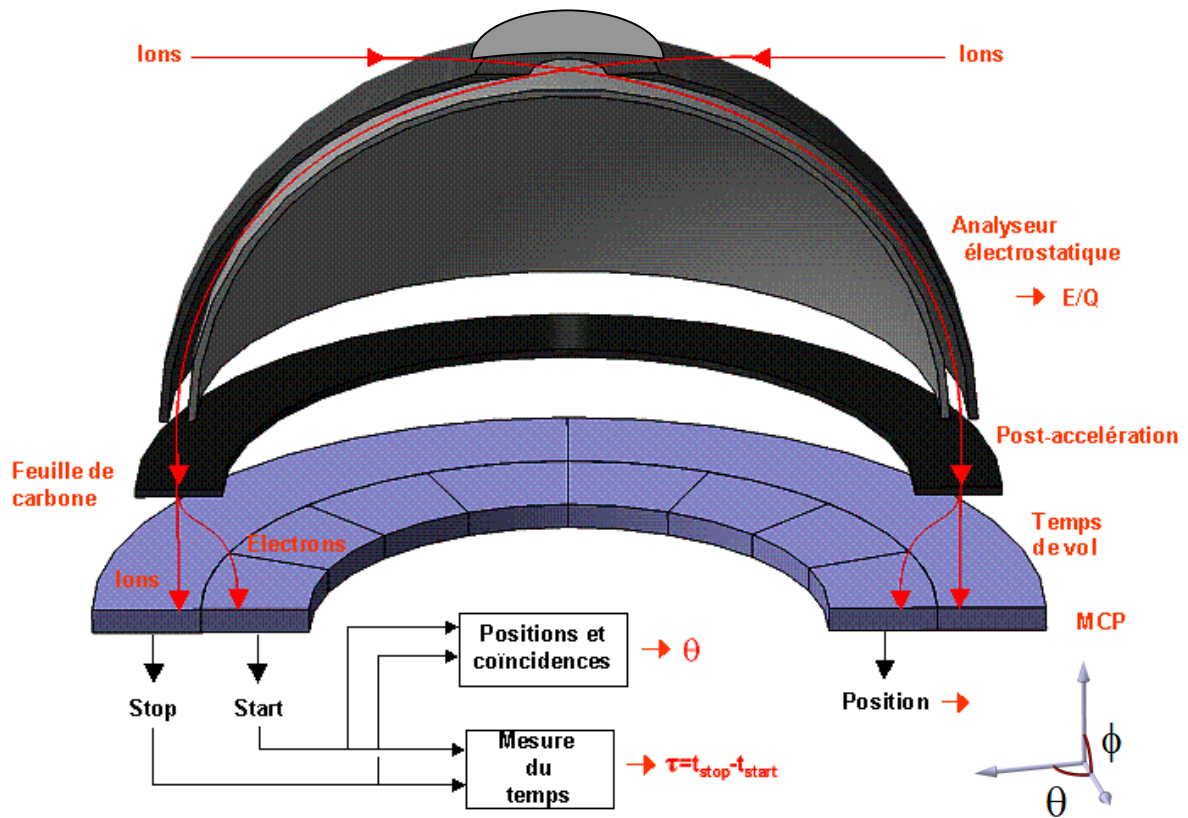


Figure 1.8 : Coupe simplifiée d'un analyseur plasma 3D. L'instrument possède une symétrie de révolution.

tandis que l'ion est détecté sur la partie « STOP » de la galette. La collection des impulsions de START s'effectue sur une anode divisée par exemple en 16 secteurs de 22.5° chacun, ce qui permet de connaître la direction d'arrivée de l'ion (en réalité son angle polaire θ , l'azimut ϕ étant déterminé par la rotation du satellite). La partie « STOP » peut également être divisée en quatre secteurs de 90° pour permettre d'effectuer des coïncidences de position entre START et STOP.

Nous allons maintenant détailler les caractéristiques des différentes parties de l'instrument : l'analyseur électrostatique, la feuille de carbone et la galette de microcanaux.

1.3.1 Analyseur électrostatique toroïdal de type « top hat »

Ce type d'analyseur, qui permet d'obtenir une réponse homogène sur tout l'angle polaire est représenté sur la **Figure 1.9**. Il se compose de deux hémisphères de rayons R_1 et R_2 imbriqués l'un dans l'autre. La distance $R_2 - R_1$ est notée ΔR . L'hémisphère extérieur possède une ouverture d'entrée à son sommet. Au dessus de cette ouverture on trouve le « top

hat », de rayon R_3 . Le paramètre principal est la constante d'analyseur K , qui est définie par : $K=R_1/\Delta R$. Ce paramètre définit notamment le facteur géométrique et le rapport énergie transmise/tension appliquée. Quand l'hémisphère extérieur est maintenu à la masse et que l'hémisphère intérieur est porté à un potentiel V , on peut montrer qu'une particule de charge q et d'énergie cinétique $E=KqV/2$ suit une trajectoire circulaire de rayon moyen $R=\frac{1}{2}(R_1+R_2)$. La force étant centrale, la trajectoire des particules est plane

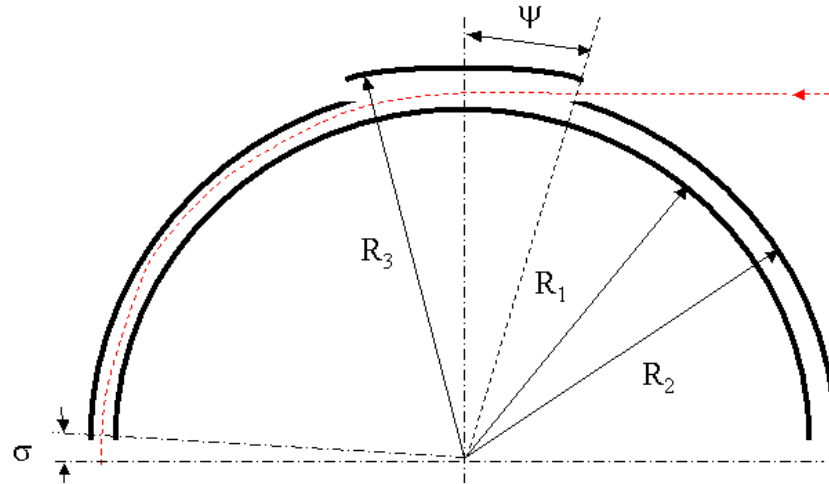


Figure 1.9 : Principaux paramètres d'un "top hat" ([Car98])

La valeur du rayon du « top hat » R_3 et son angle d'ouverture ψ déterminent l'ouverture d'entrée et l'angle d'élévation moyen des trajectoires acceptées. Le facteur géométrique est maximal lorsque $R_3=R_1+2\Delta R$. Le champ est plus faible dans la zone du « top-hat » que dans le reste de l'analyseur, ce qui déplace le plan de focalisation d'un angle σ par rapport au plan à 90° . Pour une description plus détaillée, on pourra se reporter à Carlson et al.[Car98].

1.3.2 Feuille de carbone

Quand un ion traverse une feuille de carbone, la feuille émet des électrons secondaires qui sont collectés pour obtenir le signal START. Le rendement en électrons secondaires est estimé à partir de formules semi-empiriques. L'ion perd de l'énergie à la traversée de la feuille et est dévié. La perte en énergie (ou straggling) et la dispersion en angle (ou scattering) peuvent être estimées à l'aide de simulations Monte Carlo (code TRIM, cf. Appendice A). De

plus, des échanges de charges se produisent et influent sur l'état de charge de l'ion à la sortie de la feuille. Cet état de charge peut également être évalué à l'aide de formules semi-empiriques(cf. [Gon95], [Kal95], [Bür90], [Bür93], [Gon94a], [Kal93], [Gon94b]). Les caractéristiques des feuilles de carbone sont détaillées dans l'appendice A.

1.3.3 Galettes de microcanaux

Une galette de microcanaux (microchannel plate ou MCP) est un ensemble de multiplicateurs d'électrons miniatures parallèles les uns aux autres (**Figure 1.10**). Les canaux ont un diamètre typique de 10-100 μm et un rapport longueur/diamètre (L/D) compris entre 40 et 100. Les axes des canaux peuvent être perpendiculaires au plan de la galette ou être légèrement inclinés. Une galette de microcanaux est fabriquée à partir de verre traité pour optimiser l'émission d'électrons secondaires dans chaque canal et pour rendre les parois des canaux semi-conductrices. Chaque canal peut être considéré comme une dynode continue. Les faces avant et arrière de la galette sont métallisées et servent d'électrodes pour polariser la MCP.

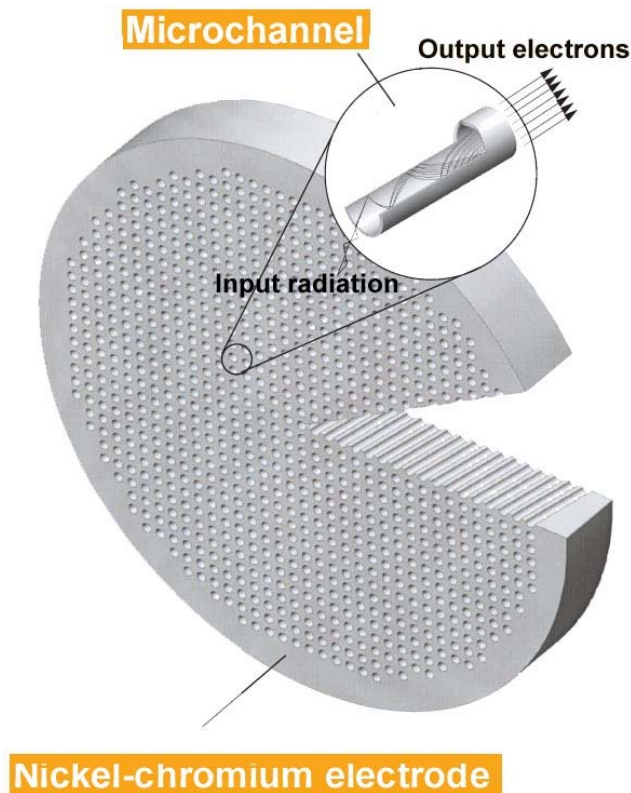


Figure 1.10 : Vue en coupe d'une galette de microcanaux

Le détail d'un canal est représenté sur la **Figure 1.11**. Une haute tension positive (typiquement 1000V) est appliquée entre les faces avant et arrière. Quand une particule tape sur la paroi du canal, δ électrons secondaires sont émis. Ces électrons secondaires tapent à leur tour sur la paroi, produisant δ^2 électrons. Le gain total de la MCP est noté $G=\delta^n$, δ le coefficient d'émission étant supposé constant à chaque réflexion et n étant le nombre d'impacts d'une gerbe d'électrons secondaires. Les électrons sortant de l'arrière de la galette sont collectés sur une anode métallique. Pour une galette simple, le gain est typiquement de l'ordre de 10^3 - 10^5 . La distribution statistique de l'amplitude des impulsions générées est approximativement une exponentielle négative.

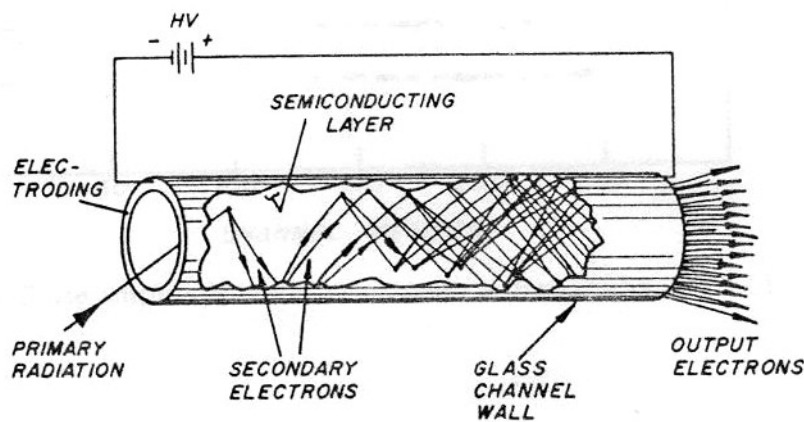


Figure 1.11 : Détail d'un canal de MCP (tiré de [Wiz79])

Un des principaux problèmes des galettes de microcanaux est dû à la contre-réaction ionique. En effet, quand on augmente le gain au delà de 10^5 , on augmente la probabilité d'émettre un ion positif à l'intérieur d'un canal. Ces ions peuvent dériver jusqu'à l'entrée du canal et créer des impulsions parasites. On peut résoudre ce problème en utilisant deux MCP montées en chevron (**Figure 1.12**) : deux MCP ayant leur canaux inclinés d'environ 8° sont montées l'une sur l'autre. Cette configuration possède en outre deux avantages essentiels : elle permet d'obtenir un gain plus important (typiquement 10^7) et d'avoir une distribution de l'amplitude des impulsions quasi gaussienne.

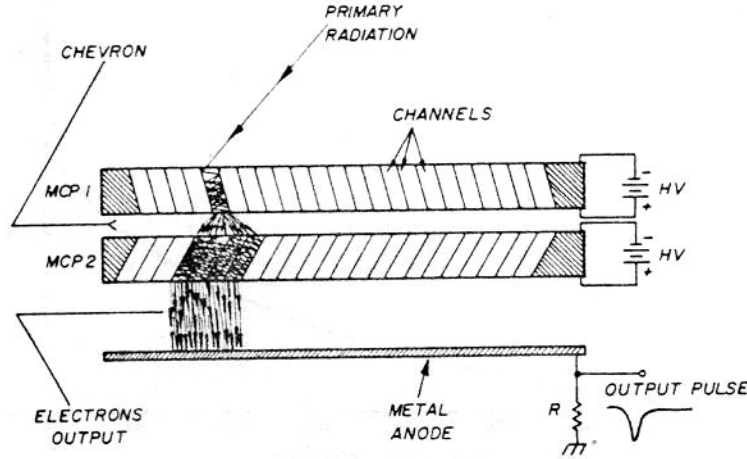


Figure 1.12 : MCP montées en chevron (tiré de [Wiz79])

1.4 Qualité de la mesure et résolution en masse

Comme nous l'avons vu page 13, le rapport $\frac{M}{q}$ de l'ion est obtenu à partir du rapport

$\frac{E}{q}$, du temps de vol et de la distance parcourue par l'ion suivant la formule : $\frac{M}{q} = 2 \frac{E}{q} \frac{\tau^2}{d^2}$

La résolution en masse s'écrit :

$$\Delta\left(\frac{M}{q}\right) / \frac{M}{q} = \sqrt{\left(\Delta\left(\frac{E}{q}\right) / \frac{E}{q}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta d}{d}\right)^2}.$$

Elle dépend de la dispersion en énergie $\Delta\left(\frac{E}{q}\right) / \left(\frac{E}{q}\right)$, de l'erreur sur la distance parcourue par l'ion $\frac{\Delta d}{d}$, et de la dispersion en temps $\frac{\Delta\tau}{\tau}$.

La dispersion en énergie dépend :
 - de la résolution en énergie de l'analyseur électrostatique
 - de la perte en énergie à la traversée de la feuille de carbone

L'erreur sur la distance parcourue par l'ion provient principalement de la dispersion en angle à la traversée de la feuille de carbone.

La dispersion en temps provient de l'électronique de traitement des impulsions issues des MCP et de la précision de la mesure du temps. La contribution des différentes erreurs sera détaillée au chapitre 2.

Dans tout ce mémoire, par souci d'homogénéité avec la littérature existante, la résolution en masse pour une espèce d'ion sera définie à mi-hauteur du pic correspondant à cet ion. Néanmoins, cette définition de la résolution en masse traduit uniquement la finesse des pics obtenus et la faculté de l'instrument à distinguer deux pics voisins de même amplitude dans le spectre de masse.

Cette définition est bien adaptée dans le cas où les pics sont relativement étroits et ont une forme bien définie (généralement gaussienne), mais ne traduit pas de façon absolue les performances d'un instrument. En effet, pour séparer sans ambiguïté deux pics voisins et permettre le comptage des coups présents dans chacun de ces pics, il faut considérer la hauteur relative des deux pics (et donc l'abondance relative des ions correspondants), la forme des deux pics, ainsi que le bruit de fond. Il est donc préférable de déterminer la séparation des pics au cas par cas par des simulations et des calibrations.

1.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le contexte scientifique dans lequel s'inscrit cette thèse et détaillé les mesures à effectuer, en particulier celles nécessaires à l'identification des différentes espèces d'ions et à la mesure de leurs fonctions de distribution. Nous avons ensuite présenté la méthode générale de la spectrométrie de masse à temps de vol pour les applications spatiales et les composants principaux d'un spectromètre : analyseur électrostatique, feuilles de carbone et galettes de microcanaux. La discussion menée sur la qualité de la mesure nous a conduit à montrer que la dispersion en temps qui provient de l'électronique doit absolument être minimisée. Il s'agit d'un point clef qui a sous-tendu un travail de conception électronique original.

Chapitre 2 :

Chaîne de mesure

La dispersion en temps de l'électronique de la chaîne de mesure doit être minimisée pour garantir la qualité de la mesure. Nous présentons dans ce chapitre les différentes fonctions que doit réaliser cette électronique ainsi que les performances nécessaires pour une détermination précise de la masse des particules et des fonctions de distribution. Nous présentons les différentes options possibles pour chacun des modules en spécifiant leurs avantages et inconvénients respectifs. Nous discutons également les facteurs qui limitent la résolution en temps et spécifions l'architecture globale du dispositif à temps de vol. Nous montrons que les solutions existantes ne permettent pas d'obtenir la résolution désirée en respectant les contraintes de masse et de consommation. Le développement d'une électronique spécifique est donc justifié et nécessaire.

2.1 Fonctions de la chaîne de mesure

La chaîne de mesure doit mesurer le temps compris entre deux impulsions collectées chacune sur une anode située derrière une galette de microcanaux et séparées de quelques nanosecondes à quelques centaines de nanosecondes. Elle doit également compter les impulsions collectées, déterminer leur position et effectuer les coïncidences de position entre les impulsions de START et les impulsions de STOP. On peut diviser la chaîne de mesure en trois blocs principaux :

- l'amplification-discrimination, qui convertit les impulsions analogiques collectées sur les secteurs d'anode derrière chaque galette de microcanaux en impulsions logiques
- la mesure du temps, qui donne l'intervalle de temps entre les impulsions logiques générées par l'amplificateur-discriminateur

- les comptages sur chaque secteur d'anode, la position des impulsions sur les secteurs et les coïncidences de position entre les START et les STOP, qui permettent de calculer les fonctions de distribution.

2.1.1 Performances nécessaires

Les exigences scientifiques imposent un certain nombre de performances.

- La mesure du temps de vol doit avoir une dispersion en temps $\frac{\Delta\tau}{\tau}$ inférieure à 500 ps, pour permettre de séparer des pics voisins dans les spectres de temps de vol. Par exemple, avec une feuille de carbone de $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, une longueur de temps de vol de 6 cm et une énergie par charge de 22 keV après post-accélération, les pics des ions H^+ et He^+ ont une largeur à mi-hauteur de 1 ns et leurs sommets sont séparés de 6 ns.
- Le temps maximum mesurable doit être d'environ 500 ns. En effet, les temps de vol des ions et molécules les plus lourds que l'on désire mesurer sont dans la gamme 300 à 400 ns. Par exemple, le temps de vol d'une molécule O_2^+ qui possède une énergie de 5 keV est de 347 ns. Néanmoins, pour assurer une modularité maximale, un temps de 1500 ns doit pouvoir être mesuré, même si dans ce cas, le nombre d'impulsions pouvant être traitées est plus faible que quand la fenêtre de mesure est plus courte.
- La sectorisation d'anode qui permet de connaître la direction d'arrivée de l'ion impose d'avoir jusqu'à 16 secteurs de START et quatre secteurs de STOP, c'est à dire jusqu'à 20 canaux d'amplification-discrimination. La consommation par canal doit donc être la plus faible possible compte tenu des ressources nécessairement limitées d'un satellite.
- La chaîne de mesure doit pouvoir être utilisée dans différentes configurations de détecteur, où le nombre de canaux de mesure peut varier. Elle doit donc être modulaire.

- La chaîne de mesure doit pouvoir traiter jusqu'à 10^6 impulsions par seconde, ce qui correspond aux flux maximal mesuré dans le vent solaire. Ces 10^6 impulsions doivent pouvoir être détectées sur un seul secteur de START dans le cas où la distribution spatiale des ions est très étroite .
- Les différents modules de la chaîne de mesure doivent pouvoir communiquer entre eux et avec l'extérieur avec des tensions standards CMOS 0-5V pour permettre un interfaçage simple.
- Les différents modules doivent avoir l'encombrement et la masse les plus faibles possibles pour faciliter la spatialisation de la chaîne de mesure
- Les différents modules doivent être tolérants aux radiations jusqu'à une dose cumulée de 100 krad environ (ce qui correspond à une mission typique vers et autour de Mercure).

2.1.2 Amplification-discrimination

Les impulsions collectées sur les anodes derrière la MCP (**Figure 2.1**) ont une forme constante (pseudo-gaussienne), un temps de montée de 300 ps et une largeur à mi-hauteur de 500 ps, mais leur amplitude dépend du gain de la MCP. Pour des MCP montées en chevron, le gain est statistiquement réparti (typiquement entre $2.5 \cdot 10^6$ et $5 \cdot 10^7$, [Wiz79]). L'amplificateur met en forme les impulsions collectées sur les anodes. L'amplitude de l'impulsion est donnée par : $V = GRq/t$, où G est le gain, q la charge d'un électron, R la résistance connectée à l'anode et t la durée de l'impulsion. Pour une résistance de 50Ω , une durée d'impulsion de 500 ps, nous obtenons une distribution de l'amplitude comprise entre -40 et -800 mV. L'amplitude de l'impulsion ne doit pas avoir d'influence sur l'instant de déclenchement du discriminateur. En effet, si celui-ci dépend de l'amplitude et donc du gain de la MCP, une erreur sur la mesure du temps de vol est commise à chaque mesure. Cette erreur est aléatoire (les gains des MCPs qui fournissent les impulsions de START et de STOP ne sont pas corrélés) et peut aller jusqu'à plusieurs nanosecondes.

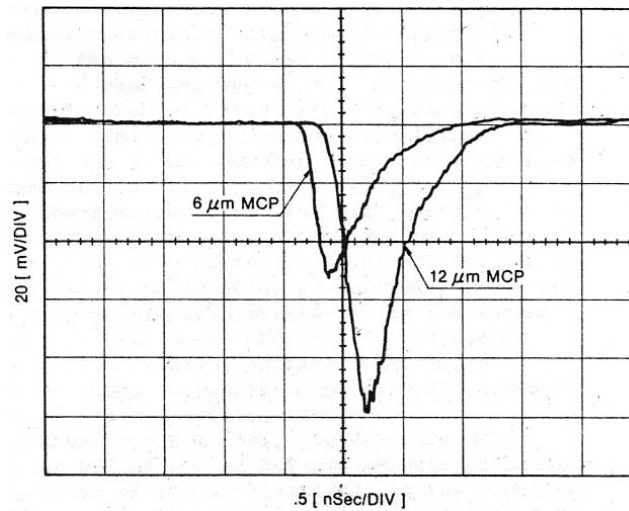


Figure 2.1 : Forme d'une impulsion de MCP (tiré de [Mat85])

Les amplificateurs-discriminateurs possèdent trois principaux facteurs limitant la résolution en temps : l'excursion en temps, le jitter et la dérive.

- l'excursion en temps (« time walk ») est la dépendance de l'instant de détection à l'amplitude de l'impulsion incidente. La **Figure 2.2** montre deux impulsions qui ont la même forme, mais l'une possède une amplitude deux fois plus grande que l'autre. L'impulsion de plus grande amplitude atteint le seuil plus tôt que celle plus petite. C'est ce qui cause l'excursion en temps. Avec les discriminateurs sur front montant les petites impulsions déclenchent le discriminateur plus tard que les grandes impulsions. L'excursion peut considérablement dégrader la résolution quand les impulsions à traiter ont une amplitude qui varie beaucoup d'une impulsion à l'autre.
- le jitter est causé par le bruit superposé au signal et par les variations statistiques du signal qui provoquent une variation de l'instant de détection.
- la dérive est causée par le vieillissement des composants et les variations de température au cours de la mesure.

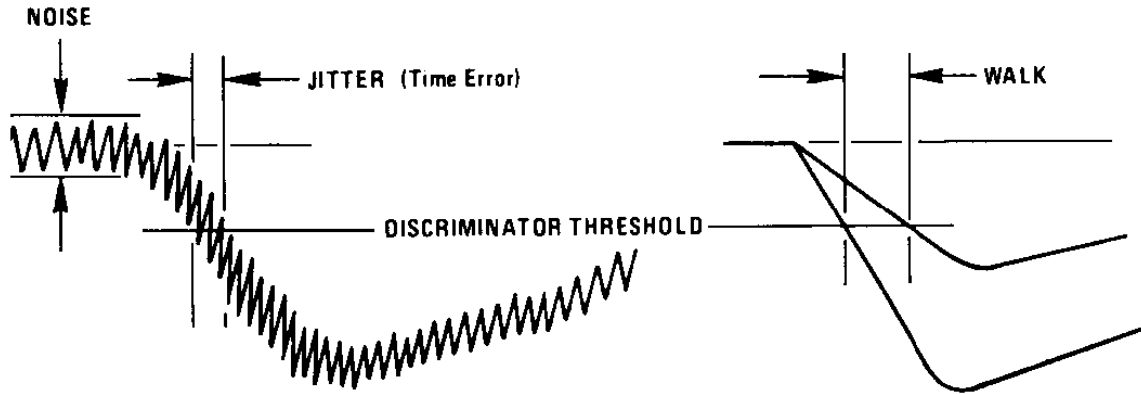


Figure 2.2 : Jitter et time walk (tiré de [Ort1W])

Les circuits d'amplification-discrimination peuvent être séparés en deux familles principales : la famille : « arm-and-fire », où un comparateur à seuil arme un discriminateur au passage à zéro, et la famille à comparateur simple, où l'information temps est déterminée quand le signal atteint un certain seuil. Ce signal peut être soit unipolaire, soit bipolaire.

2.1.2.1 La famille « arm-and-fire »

Les discriminateurs appartenant à cette famille sont couramment appelés “Constant Fraction Discriminators” ou discriminateurs à fraction constante (CFD). Le schéma de principe est représenté sur la **Figure 2.3**. Le signal à détecter est séparé en deux parties. Une partie est atténuée d'une fraction f de l'amplitude d'origine, l'autre partie est retardée et inversée. Ces deux signaux sont ajoutés l'un à l'autre pour former un signal bipolaire. Le retard et la fraction f sont choisis pour que le moment où le signal bipolaire passe à zéro ne dépende pas de l'amplitude du signal d'entrée. Le passage à zéro de ce signal est détecté par un discriminateur à zéro qui commande un monostable, lequel produit une impulsion logique de sortie. Un discriminateur d'armement autorise le déclenchement du discriminateur à zéro uniquement si le signal d'entrée a dépassé un certain seuil, pour éviter que le discriminateur à zéro ne déclenche sur du bruit.

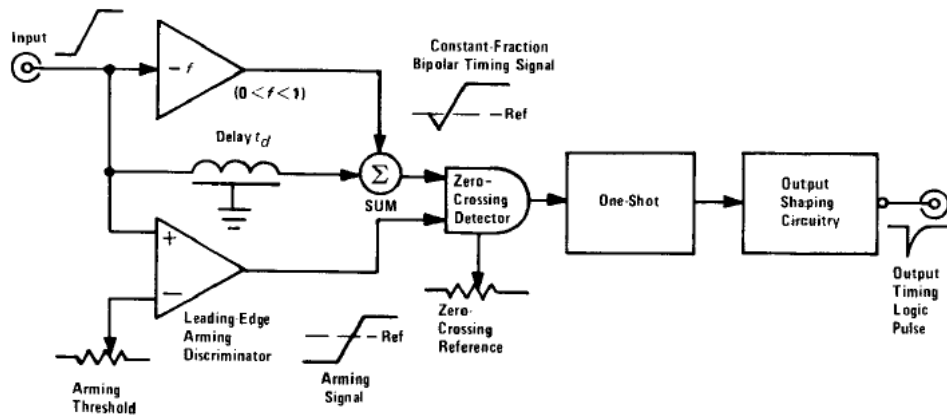


Figure 2.3 : Schéma d'un Constant fraction Discriminator (tiré de [Ort2W])

Il existe deux types principaux de discriminateurs à fraction constante :

1) Les CFDs discrets

Ce type de discriminateur est décrit par exemple dans [Lam98]. Le CFD est réalisé avec des composants discrets. Pour obtenir des temps de commutation suffisamment rapides, on utilise de la logique ECL (Emitter Coupled Logic), ce qui implique une consommation importante (environ 700 mW par canal de mesure). De plus, les tensions d'alimentation ECL ne sont pas standards (+5V, -5,2V).

2) Les CFDs intégrés

Les discriminateurs à fraction constante peuvent également être implantés dans un ASIC (cf. [Sim96],[Pas02]). Cette solution offre de bonnes performances : excursion en temps faible, consommation faible (environ 15 mW par canal). Tous les canaux de mesure sont regroupés sur un seul ASIC et leur nombre doit être fixé durant la conception de l'ASIC.

2.1.2.2 La famille à comparateur simple

Les discriminateurs appartenant à cette famille peuvent utiliser des impulsions soit unipolaires soit bipolaires. Les discriminateurs utilisant des impulsions unipolaires (discriminateurs sur front montant) amplifient d'abord l'impulsion puis la comparent à un seuil. Cette solution a été utilisée dans des instruments existants (comme dans le spectromètre à temps de vol CODIF à bord de la mission Cluster, cf. [Rèm97]). Les impulsions à détecter

sont collectées avec une grille (50% de transmission) pour le signal de temps de vol, tandis que le signal de position est collecté sur des anodes situées à l'arrière des grilles. Les signaux de START et de STOP passent ensuite par un préamplificateur puis par un discriminateur à diode tunnel. La pente de la courbe de tension dV/dt est faible, ce qui conduit à une excursion en temps de quelques nanosecondes. En effet, le moment de déclenchement du discriminateur varie avec l'amplitude de l'impulsion préamplifiée. De plus, la séparation des signaux de temps de vol et de position conduit à une efficacité de détection plus faible que dans le cas où les signaux de position et de temps de vol sont séparés après l'amplification-discrimination.

2.1.3 Mesure du temps

Il existe deux manières de mesurer des intervalles de temps très courts avec une grande précision :

- la conversion temps-amplitude, où l'intervalle de temps à mesurer est converti en une tension proportionnelle à cet intervalle. Cette tension est ensuite numérisée grâce à un convertisseur analogique-numérique.
- La conversion temps-numérique, dans laquelle le retard d'une série de portes logiques est utilisé pour mesurer le temps.

2.1.3.1 Conversion temps-amplitude

Le principe d'un convertisseur temps-amplitude (Time to Analog Converter ou TAC) est illustré à la **Figure 2.4**. Avant le début d'une mesure, les interrupteurs « START » et « STOP » sont fermés. L'arrivée d'un front sur le signal « START » ouvre l'interrupteur « START » et le condensateur de conversion commence à se charger avec le courant fourni par la source de courant constant. Un front sur le signal « STOP » ouvre l'interrupteur « STOP » et met fin au chargement. La tension aux bornes du condensateur est : $V=It/C$, où I est le courant fourni par la source, t l'intervalle de temps entre l'impulsion START et l'impulsion STOP et C la capacité du condensateur de conversion. Cette tension est donc directement proportionnelle à la durée de l'intervalle, I étant constant. Peu après l'arrivée de l'impulsion de STOP, l'impulsion de tension est transmise à travers une porte linéaire et tous

les interrupteurs sont fermés, ce qui provoque la décharge du condensateur et prépare le système pour une nouvelle mesure. Le signal de sortie du TAC, un signal carré dont l'amplitude est proportionnelle à l'intervalle de temps, est envoyé vers un analyseur multicanal ou vers un convertisseur analogique-numérique. La résolution en temps d'un TAC est théoriquement quasi-infinie et ne dépend que du bruit à l'entrée de l'amplificateur et de la qualité de la numérisation de la tension.

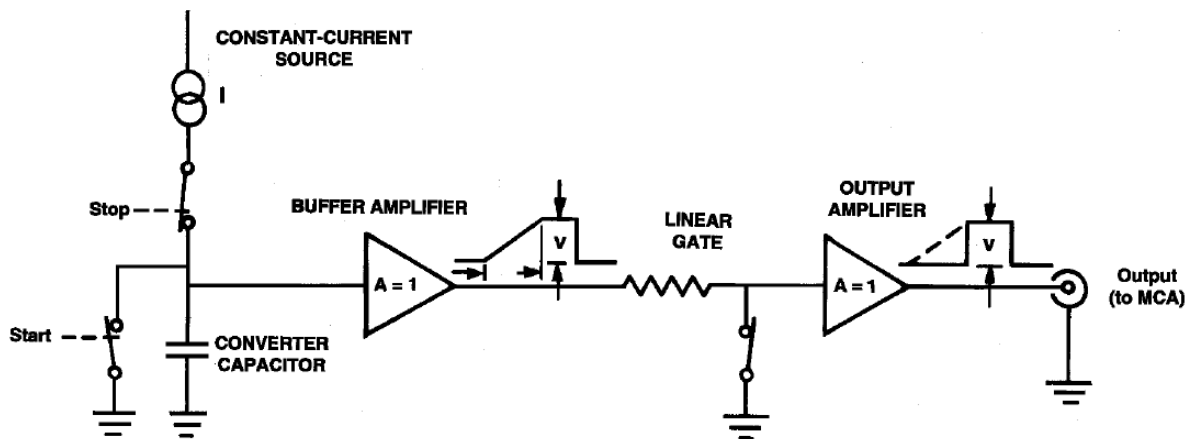


Figure 2.4 : Principe du convertisseur temps-amplitude (tiré de [Ort3W])

Néanmoins, les convertisseurs temps-amplitude présentent un temps mort important : le temps nécessaire à la décharge du condensateur de conversion est proportionnel au temps maximum mesurable (c'est à dire à la capacité du condensateur) et le temps de conversion analogique-numérique est d'environ 1 à 1,5 μ s.

2.1.3.2 Conversion temps-numérique

Les convertisseurs temps-numérique utilisent les retards dans des portes logiques (par exemple des inverseurs) pour mesurer la différence de temps entre deux impulsions. Le signal START est propagé dans une ligne à retard composée d'inverseurs. Quand le signal STOP arrive, la position du signal START dans la ligne à retard (i.e. le nombre d'inverseurs qu'il a traversé) est encodée. On peut donc connaître l'intervalle de temps entre le START et le STOP en multipliant le nombre de portes traversées par le temps de propagation à travers une porte. La résolution de mesure dépend du retard unitaire d'une porte, typiquement de l'ordre de 100 à 250 ps. Ce système est bien adapté à la mesure de temps relativement courts (jusqu'à quelques millisecondes), dans la mesure

où les non-linéarités augmentent avec le nombre de portes de la ligne à retard (et donc avec le temps maximal mesurable). On peut de plus mesurer les intervalles de temps entre un START et plusieurs STOP. Pour mesurer des temps plus longs, on utilise un prédiviseur, c'est à dire un compteur grossier. Le temps t_1 entre le START et le front suivant de l'horloge du prédiviseur est mesuré, ainsi que le temps t_2 entre le STOP et le front suivant (Figure 2.5). L'intervalle de temps total est donc : $t = \frac{N}{f_{horloge}} + t_1 - t_2$.

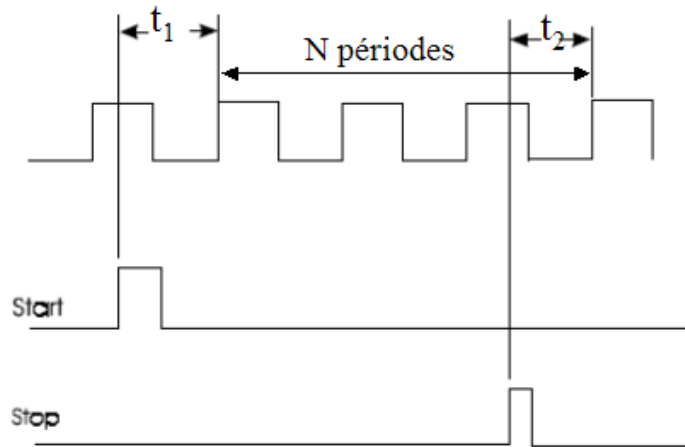


Figure 2.5 : Mesure du temps avec un prédiviseur

Le temps de propagation dans les portes logiques dépend de nombreux paramètres : procédé de fabrication de la puce, température et tension d'alimentation. Il peut varier de façon importante et doit être compensé. Cette compensation peut se faire soit par des méthodes logicielles (en mesurant le temps entre deux périodes d'une horloge de calibration et en corrigeant les valeurs « brutes » mesurées à l'aide de ces données de calibration), soit en ajustant le retard dans la ligne. Le temps de propagation dans une porte peut être ajusté en asservissant la tension d'alimentation des cellules de la ligne à retard à une boucle à verrouillage de retard qui compare le retard de la ligne à la période d'une horloge de référence.

2.1.4 Détermination des positions, coïncidences et comptages

Les signaux collectés après amplification par la MCP doivent également être utilisés pour déterminer la position d'arrivée des électrons et des ions sur l'anode sectorisée. La position d'arrivée des électrons permet de déterminer le point d'impact des ions sur la feuille de carbone et ainsi le secteur d'entrée dans le top-hat. La position des ions permet de vérifier

si le couple START-STOP détecté est valide et ne provient pas d'impulsions parasites. Les différents comptages (STARTS solitaires, STOPS solitaires, START-STOP valides, START-STOP non valides) permettent de calculer les différentes efficacités de détection et donc l'efficacité totale du détecteur.

L'impulsion analogique collectée sur l'anode peut être séparée en deux avant l'amplification, une partie servant à la mesure du temps de vol et l'autre partie à la détermination de la position ([Rèm97]). Le signal de position est amplifié par un amplificateur de charge de type A111. On peut également envoyer la sortie (numérique) de l'amplificateur-discriminateur dans deux circuits différents, un pour la mesure du temps de vol (un TAC ou un TDC) et l'autre pour la position (circuits discrets ou FPGA).

2.2 Architecture choisie

L'architecture a été choisie dans un souci de modularité. Les différents modules sont susceptibles d'être utilisés dans différentes configurations de détecteur pour lesquelles le nombre de canaux, les temps de vol à mesurer, le nombre de stops à détecter peuvent varier. Il a donc été décidé d'interfacer les modules entre eux avec des tensions CMOS 0-5V, ce qui permet également de les interfacer aisément avec la majorité des composants discrets ou intégrés existants (portes logiques, ASIC, FPGA).

2.2.1 Choix de l'amplificateur discriminateur

Le choix de la méthode d'amplification-discrimination est crucial. En effet, la précision de la mesure du temps et la consommation de la chaîne de mesure dépendent grandement de l'amplificateur-discriminateur. Les discriminateurs déclenchant sur seuil, comme les discriminateurs à diode tunnel, ont une excursion en temps trop importante et ne conviennent donc pas. Les discriminateurs à fraction constante discrets ont une excursion en temps minime, mais leur consommation est prohibitive (0.7W par canal de mesure, c'est à dire 14W pour un détecteur complet avec 20 canaux). Cette solution n'est pas adaptée pour des instruments spatiaux comprenant de nombreux canaux de mesure. Les discriminateurs à fraction constante intégrés ont une excursion en temps et une consommation faible, mais manquent de flexibilité. En effet, cette solution n'est pas facilement applicable à différents types de détecteurs où le nombre de canaux varie d'un détecteur à l'autre. De plus, cette solution peut poser des problèmes dans les détecteurs où les impulsions de MCP doivent être

collectées à différents endroits du détecteur. En effet, il est relativement complexe de transmettre des impulsions de MCP sur des longueurs de fil relativement grandes, qui plus est dans des environnements bruités. Les avantages et les inconvénients des différents types de discriminateurs sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Type d'amplificateur discriminateur	Excursion en temps	Consommation	Flexibilité
A seuil	-	+	+
CFD discret	+	-	+
CFD intégré	+	+	-

Aucune de ces solutions ne convient réellement aux performances attendues. Une solution alternative a donc été développée : amplification, mise en forme rapide et déclenchement par monostable. Le signal issu de la MCP est d'abord amplifié, puis mis en forme par une ligne à retard en court circuit. L'impulsion bipolaire ainsi obtenue déclenche un monostable près du passage à zéro. La disponibilité de lignes à retard « chip » la rend intéressante en terme de poids et d'encombrement. La pente de la courbe de tension est importante autour du point de déclenchement, ce qui limite l'excursion en temps. La consommation est faible et, en utilisant des composants montés en surface (CMS), le système tient sur une petite carte hybride.

2.2.2 Choix du système de mesure du temps

La mesure du temps doit avoir une résolution supérieure à 500 ps, une fréquence de mesure de 1 MHz et la consommation la plus faible possible. Pour les temps que nous avons à mesurer (environ 500 ns maximum), les convertisseurs temps-amplitude et temps-numérique ont des performances équivalentes. Néanmoins, les convertisseurs temps-numérique sont plus faciles à mettre en œuvre et plus polyvalents que les convertisseurs temps-amplitude (ils peuvent accepter plusieurs STOPS, mesurer des temps plus longs facilement). Il a donc été décidé d'utiliser un convertisseur temps-numérique. Après évaluation, deux circuits candidats ont été retenus : ce sont deux ASICs fabriqués par la société Acam.

Le TDC-GP1 [Aca1W] est un TDC à usage universel réalisé en technologie CMOS 0,8µm. Il a une résolution de 250 ps, possède deux canaux de mesure et peut accepter quatre

stops par canal. Ses interfaces sont en CMOS 0-5V. Sa consommation est faible (de l'ordre de 20 à 30 mW). En outre, il peut mesurer quasiment en continu (il faut environ 250 ns pour calculer et lire la valeur du temps mesuré), ce qui permet d'atteindre des fréquences de mesure très élevées (plus d'1 MHz pour une fenêtre de mesure de 500ns).

Le TDC-S1 [Aca4] est un TDC conçu pour le télémètre laser destiné à contrôler l'arrimage de l'ATV (Automated Transfer Vehicle) à la station spatiale internationale. Il est réalisé en technologie Atmel MG2RT, qui tolère des doses cumulées de radiations jusqu'à 100 krad. Il a une résolution de 125 ps sur un canal de mesure et peut accepter quatre stops. Ses interfaces sont en LVDS -0,3 V / +2,7 V (Low Voltage Differential Signaling). Sa consommation est de l'ordre de 500 mW. Sa fréquence de mesure maximale est de 50 kHz.

Les caractéristiques du GP1 permettent d'obtenir les performances attendues, alors que le S1 a une fréquence de mesure trop faible et une consommation trop importante. En outre, il est plus complexe à interfacer avec d'autres modules. Néanmoins, la tenue aux radiations du GP1 est inconnue. Le procédé de fabrication dans lequel il est réalisé (AMIS CMOS 0,8 μ m) paraît tolérer assez bien les radiations, avec uniquement une augmentation de la consommation en fonction de la dose reçue ([Spr04]). Une évaluation de la tenue en radiation du TDC-GP1 s'avérera donc indispensable au cours de ce travail.

2.2.3 Contrôle du TDC

Le TDC GP1 est commandé par l'écriture de valeurs de configuration du mode de mesure dans des registres de commande. Le contrôle peut être réalisé par un FPGA, dans lequel les valeurs de configuration sont stockées dans des tables, ce qui permet de changer facilement les modes de mesure.

2.2.4 Détermination des positions, des coïncidences et des comptages

Toute la logique d'encodage des positions, de détermination des coïncidences et de comptage peut être implantée dans un FPGA.

Il est nécessaire de compter les nombres de START et de STOP totaux. Pour fournir une information valide sur la vitesse des ions, l'instrument doit au préalable valider les couples de START-STOP. Cependant chaque ion ne produit pas un électron secondaire quand il interagit avec la feuille de carbone. Par contre la probabilité de détecter les ions est grande.

Le rapport du nombre d'évènements START-STOP valides sur le nombre de STOPS donne une bonne connaissance de la probabilité pour un ion de produire un électron secondaire. En outre on doit également connaître la validité ou non de la coïncidence de chaque couple START-STOP. Une coïncidence est dite valide (OK) lorsqu'un ion est détecté dans le secteur de STOP en vis-à-vis du secteur de START où le ou les électrons secondaires émis par la feuille de carbone à la traversée de l'ion ont été détectés. Une coïncidence est dite non valide (KO) si le secteur de STOP et le secteur de START ne sont pas en vis à vis (cf. **Figure 2.6**). Par exemple si les électrons ont été détectés dans le secteur 0010 et que l'ion est détecté dans le secteur 00 la coïncidence est valide. Si l'ion est détecté dans le secteur 01 la coïncidence n'est pas valide.

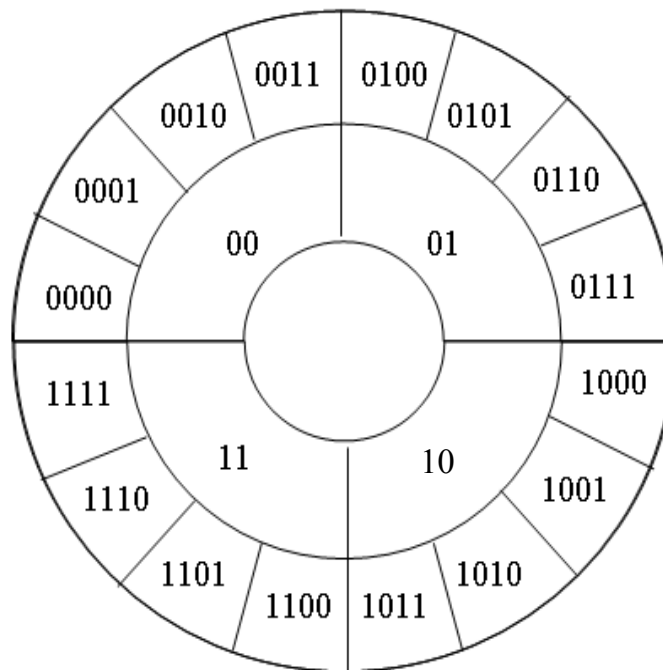


Figure 2.6 : Sectorisation du plan de détection

Le nombre de START est - à l'efficacité de production d'un électron secondaire près - une bonne mesure du nombre d'ions incidents et le comptage pour chaque secteur de START permet de connaître l'angle d'arrivée des ions. On effectue ensuite la somme des comptages des secteurs de START qui sont situés en face du même secteur de STOP afin de procéder à des calculs d'efficacité de détection de l'instrument.

Chaque MCP ayant une efficacité de détection inférieure à 1, tous les ions ne déclenchent pas un signal de STOP. Le rapport du nombre d'évènements valides sur le nombre de STARTS est une bonne approximation de l'efficacité de détection de la MCP de

STOP. De la même manière, tous les électrons ne déclenchent pas de signal de START et le rapport du nombre d'événements valides sur le nombre de STOPS permet d'approximer l'efficacité de la MCP de START.

Le tableau suivant résume les mesures nécessaires au calcul des différentes efficacités :

Mesure effectuée	Intérêt de la mesure
Nombre de START total	Calcul de l'efficacité de STOP
Nombre de STOP total	Calcul de l'efficacité de START
Nombre de coïncidences valides	Calcul de l'efficacité d'événements valides
Nombre total de coïncidences	Calcul de toutes les efficacités

Les efficacités sont définies par les relations suivantes :

$$\text{Efficacité de START} = \frac{\text{Temps de vol valides}}{\text{Nombre total de STOPS}}$$

$$\text{Efficacité de STOP} = \frac{\text{Temps de vol valides}}{\text{Nombre total de STARTS}}$$

$$\text{Efficacité d'événements valides} = \frac{\text{Positions valides}}{\text{Temps de vol valides}}$$

Ces 3 efficacités nous permettent de déduire l'efficacité totale :

$$\text{Efficacité totale} = \text{Efficacité de START} * \text{Efficacité de STOP} * \text{Efficacité d'événements valides}$$

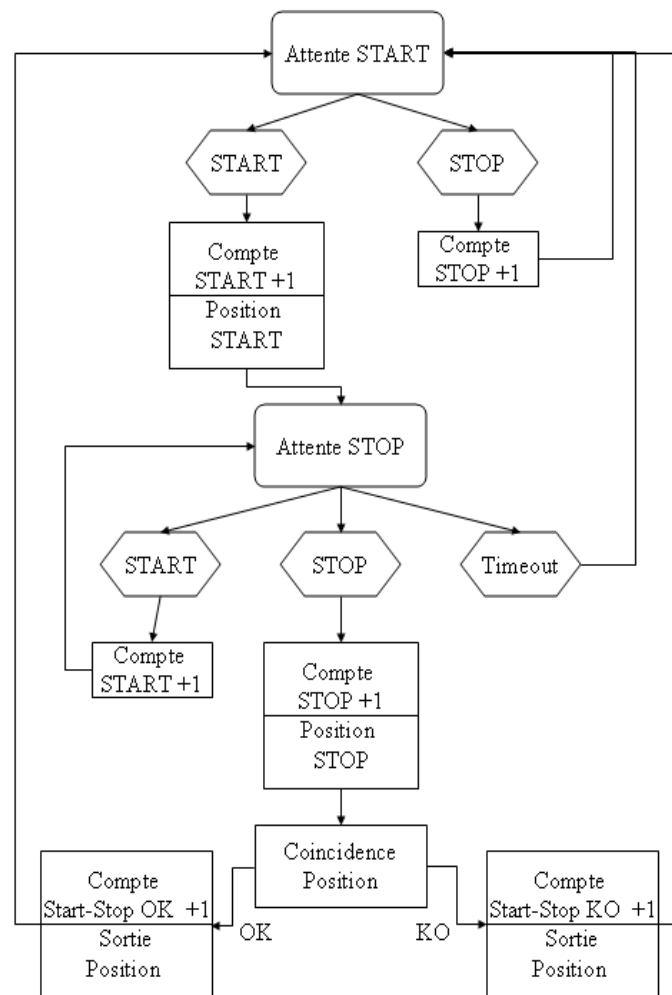


Figure 2.7 : Organigramme du système de comptage et de coïncidences

L'organigramme détaillant les actions à réaliser suivant l'état du système (attente d'un START ou d'un STOP) est présenté sur la **Figure 2.7**. Dans le mode « attente d'un START », si un START arrive, il est compté, sa position est encodée et le système passe en mode « attente d'un STOP ». Si un STOP arrive, il est compté mais le système reste en mode « attente d'un START ». Dans le mode « attente d'un STOP », si un STOP arrive il est compté et sa position est encodée. La coïncidence de position entre le START et le STOP est ensuite effectuée puis le système repasse en mode « attente d'un START ». Si un START arrive, il est compté et le système reste en mode « attente d'un STOP ». Si un « timeout » arrive, c'est à dire que le temps de vol maximum est dépassé, le système repasse en mode « attente d'un START ». La validité ou non de la coïncidence START-STOP permet de séparer les temps de vols valides des temps de vol non valides.

2.3 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre comment la chaîne de mesure peut être divisée en sous-modules indépendants : amplification-discrimination, mesure du temps, détermination des positions et coïncidences et quelles sont les options possibles pour chacun de ces modules. L'architecture retenue est la suivante : l'amplification discrimination sera réalisée par un circuit hybride basé sur le principe de la mise en forme par une ligne à retard en court circuit et développé spécialement. La mesure du temps sera effectuée par un convertisseur temps-numérique Acam TDC-GP1 dont la tenue aux radiations sera évaluée. Le contrôle du TDC, la détermination des positions et des coïncidences seront implantés dans un FPGA qui sera spécialement développé. Cette architecture de chaîne de mesure permettra d'assurer les performances nécessaires pour satisfaire les objectifs scientifiques.

Chapitre 3 :

Modules de la chaîne de mesure

Nous décrivons en détail dans ce chapitre les différents modules qui composent la chaîne de mesure dont l'architecture a été choisie au chapitre 2. Nous détaillons leurs principes respectifs, leur conception et leur mise en œuvre. Nous présentons d'abord l'amplificateur-discriminateur qui a été développé, évaluons ses performances ainsi que son comportement sous rayonnements ionisants et présentons sa mise en œuvre et sa validation avec la section de temps de vol de l'instrument STEREO/PLASTIC. Nous décrivons ensuite le convertisseur temps-numérique choisi (Acam TDC-GP1) ainsi que ses modes de fonctionnement et son comportement sous irradiation. Nous présentons le module de contrôle du TDC ainsi que celui de détermination des positions et des coïncidences des particules.

3.1 Amplificateur-discriminateur développé

L'amplificateur-discriminateur est destiné à convertir les impulsions analogiques collectées sur des anodes situées derrière des galettes de microcanaux en impulsions logiques en ayant la dispersion en temps la plus faible possible (moins de 500 ps).

3.1.1 Théorie et principe

Le principe de l'amplificateur-discriminateur développé est le suivant : l'impulsion provenant de la MCP est d'abord amplifiée, puis mise en forme à l'aide d'une ligne à retard en court circuit. L'impulsion bipolaire obtenue déclenche un multivibrateur monostable.

L'amplificateur discriminateur se compose donc de trois blocs principaux :

- 1) Un étage d'amplification
- 2) Un étage de mise en forme
- 3) Un multivibrateur monostable

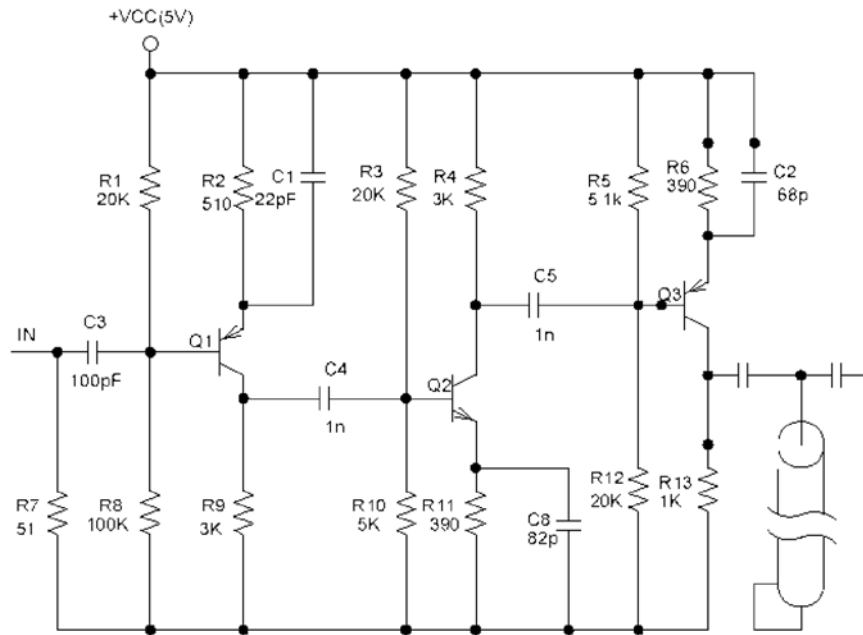


Figure 3.1 : Schéma de l'étage d'amplification

3.1.1.1 Amplification

Le schéma de l'étage d'amplification est représenté sur la **Figure 3.1**. L'impulsion incidente est d'abord amplifiée et inversée par un amplificateur 3 étages à transistors. Le but est d'amplifier uniquement le front de montée du signal sans se soucier de sa forme. En effet, l'information temps est contenue dans le front de montée. La constante de temps des étages est relativement lente (quelques dizaines de nanosecondes). Les gains des transistors sont choisis de façon à saturer le dernier étage d'amplification sur toute la gamme d'amplitude désirée. Le signal peut être considéré comme un échelon de Heaviside après le troisième étage d'amplification. Le signal est ensuite différencié à travers un condensateur, ce qui permet d'obtenir une impulsion qui peut être considérée comme une impulsion de Dirac, dont le temps de montée ne dépend que de la saturation du dernier transistor. Cette impulsion passe ensuite dans la ligne à retard.

3.1.1.2 Mise en forme de l'impulsion

La méthode de mise en forme est basée sur une constatation simple : le signal envoyé dans un guide d'onde court-circuité à un bout est réfléchi avec un coefficient de réflexion de -1. Il revient en opposition de phase avec le signal incident. Les différents signaux sont représentés sur la **Figure 3.2**.

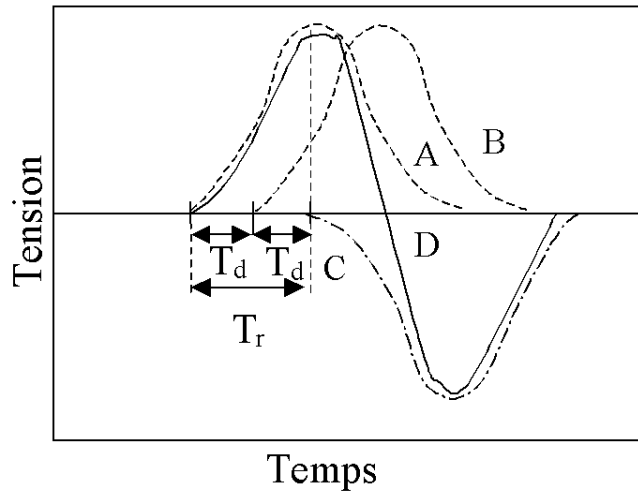


Figure 3.2 : Forme des signaux sur la ligne à retard

La courbe A représente le signal incident, la courbe B est le signal retardé de T_d (retard induit par la ligne). La courbe C est le signal réfléchi qui revient au début de la ligne à retard (il est retardé de $T_r = 2T_d$). La courbe D est l'impulsion bipolaire formée par la superposition de A et C. Si le retard T_d induit par la ligne est égal à la moitié du temps de montée T_r de l'impulsion, l'instant de passage à zéro de l'impulsion bipolaire ne dépend pas de l'amplitude de l'impulsion incidente. Ceci est vrai si l'on considère que l'amplitude n'a pas d'effet sur le temps de montée de l'impulsion après le troisième étage d'amplification (ce qui est le cas). Le temps T_d peut donc être déterminé de manière unique quelque soit l'amplitude de l'impulsion.

3.1.1.3 Déclenchement par monostable

Le discriminateur représenté sur la **Figure 3.3** déclenche sur le front descendant de l'impulsion bipolaire. C'est un multivibrateur monostable qui génère une impulsion négative de largeur fixée. Il est compensé en température. Il ne consomme pas quand il n'est pas actif, les deux transistors étant bloqués. Quand un front descendant arrive en entrée, le transistor Q1 commence à conduire. Q1 conduit pendant le temps où la partie négative de l'impulsion est sous le seuil. Le condensateur C2 se charge pendant ce temps. C1 est utilisé pour renvoyer une réaction positive sur l'entrée et améliorer le taux de montée. Quand Q1 est bloqué, Q2 conduit jusqu'à ce que C2 se soit déchargé à travers R5. La largeur de l'impulsion de sortie est proportionnelle au produit $R5 \times C2$. Q2 est ensuite bloqué et la sortie revient à la tension

d'alimentation (5 V). Le rôle de la diode D1 est de minimiser la dérive en température du seuil de déclenchement. La tension émetteur-base de Q1 change avec la température et provoque une variation du point de polarisation de Q1. La jonction de la diode dérivant de la même façon en température que la jonction émetteur-base de Q1, le point de polarisation reste stable en température. L'ajustement du seuil de déclenchement doit être réalisé soigneusement. En effet, s'il est trop proche de zéro, le discriminateur déclenche sur le bruit, et s'il est trop loin de zéro, l'excursion en temps n'est plus corrigée.

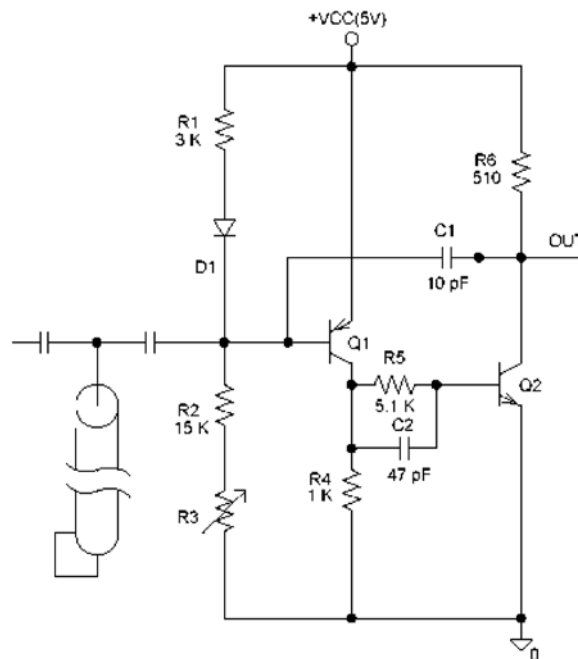


Figure 3.3 : Schéma du monostable

Sur la **Figure 3.4**, le seuil S1 est correct (juste au dessus du bruit), et l'excursion en temps correspondante Δt_1 est minimale. En revanche, le seuil S2 est trop loin de zéro et Δt_2 est plus important. La résistance R3 est utilisée pour régler ce seuil, qui se situe aux alentours de 10mV.

3.1.2 Simulations

L'amplificateur-discriminateur a été simulé à l'aide de PSpice A/D 9.2.3 pour déterminer l'excursion en temps de l'étage d'amplification, de l'étage de mise en forme et de

l'étage de déclenchement. Des signaux représentant l'impulsion d'entrée désirée (300 ps de temps de montée, 500 ps de largeur à mi-hauteur) et ayant des amplitudes de $-0,1\text{ V}$ à $-2,1\text{ V}$ ont été utilisés pour simuler les impulsions de MCP. La **Figure 3.5** représente les impulsions en sortie de l'étage d'amplification. Le taux de montée de cet étage change en fonction de l'amplitude de l'impulsion d'entrée. Pour des amplitudes de $-0,2\text{ V}$ à $-2,1\text{ V}$, le temps de montée est d'environ 400 ps. Pour l'amplitude de $-0,1\text{ V}$ d'amplitude, le dernier étage d'amplification n'est plus saturé, ce qui rend le taux de montée plus lent, et le temps de montée est d'environ 1,3 ns. L'excursion en temps du front sur toute la gamme d'amplitude est de 260 ps.

Sur la **Figure 3.6**, l'excursion en temps des impulsion bipolaires à l'extrémité de la ligne à retard n'est que de 140 ps. L'étage de mise en forme corrige l'excursion en temps.

La **Figure 3.7** montre l'impulsion de sortie. L'excursion en temps est de 180 ps.

D'autres simulations, représentées sur la **Figure 3.8**, effectuées avec un temps de montée de 2 ns et une largeur à mi-hauteur de 3 ns montrent plus nettement l'effet de la mise en forme. Pour une dispersion en temps de 1.5 ns de l'impulsion d'entrée à un seuil fixé, l'excursion en temps en sortie n'est que de 250 ps.

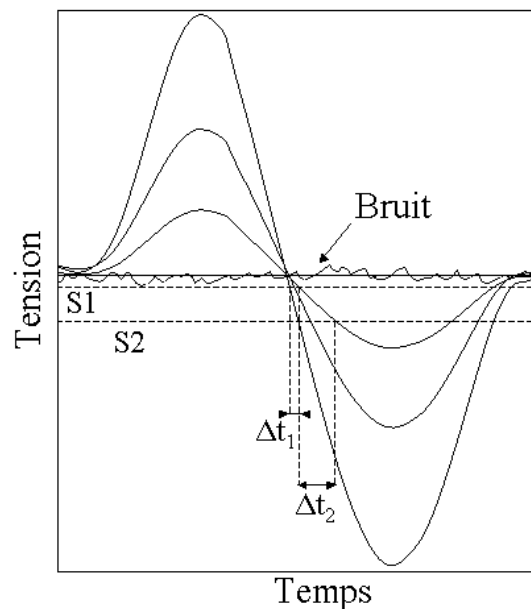


Figure 3.4 : Impulsions bipolaires pour différentes amplitudes en entrée

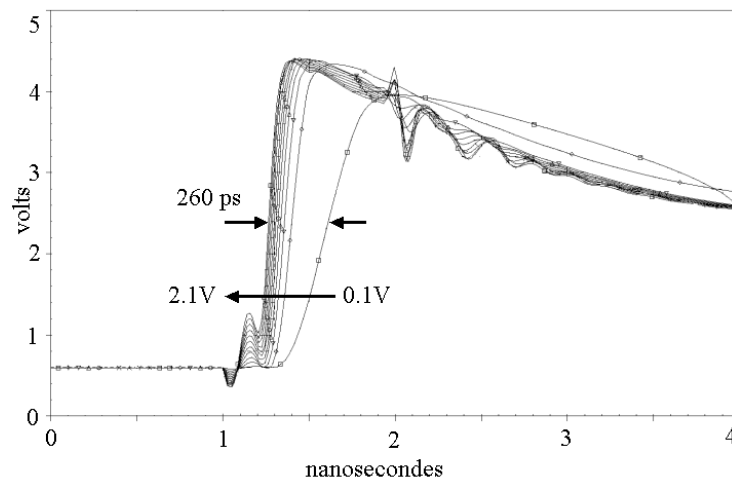


Figure 3.5 : Impulsions en sortie de l'étage d'amplification pour une amplitude de l'impulsion d'entrée variant de 0,1 à 2,1 V (de droite à gauche dans la famille de courbes)

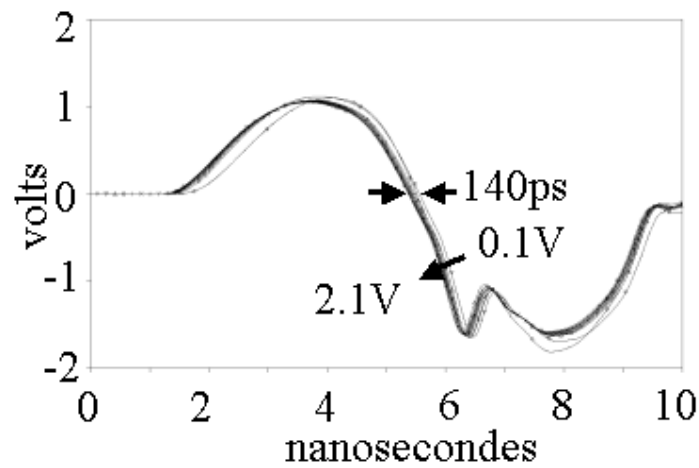


Figure 3.6 : Impulsions bipolaires à l'extrémité de la ligne à retard pour une amplitude de l'impulsion d'entrée variant de 0,1 à 2,1 V (de droite à gauche dans la famille de courbes)

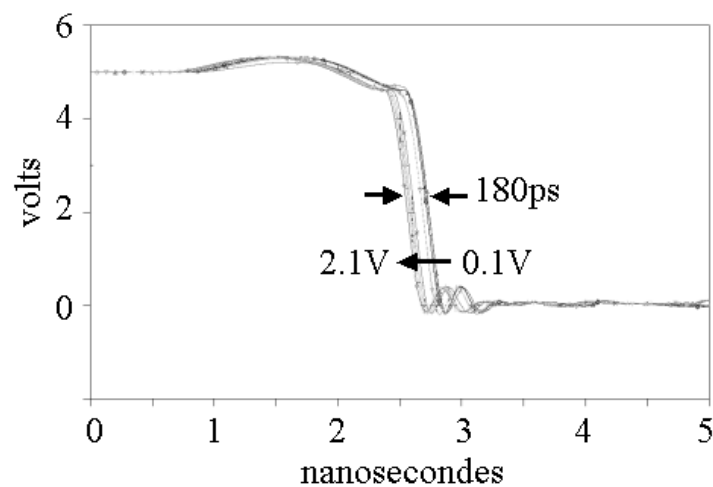


Figure 3.7 : Impulsions en sortie du discriminateur pour une amplitude de l'impulsion d'entrée variant de 0,1 à 2,1 V (de droite à gauche dans la famille de courbes)

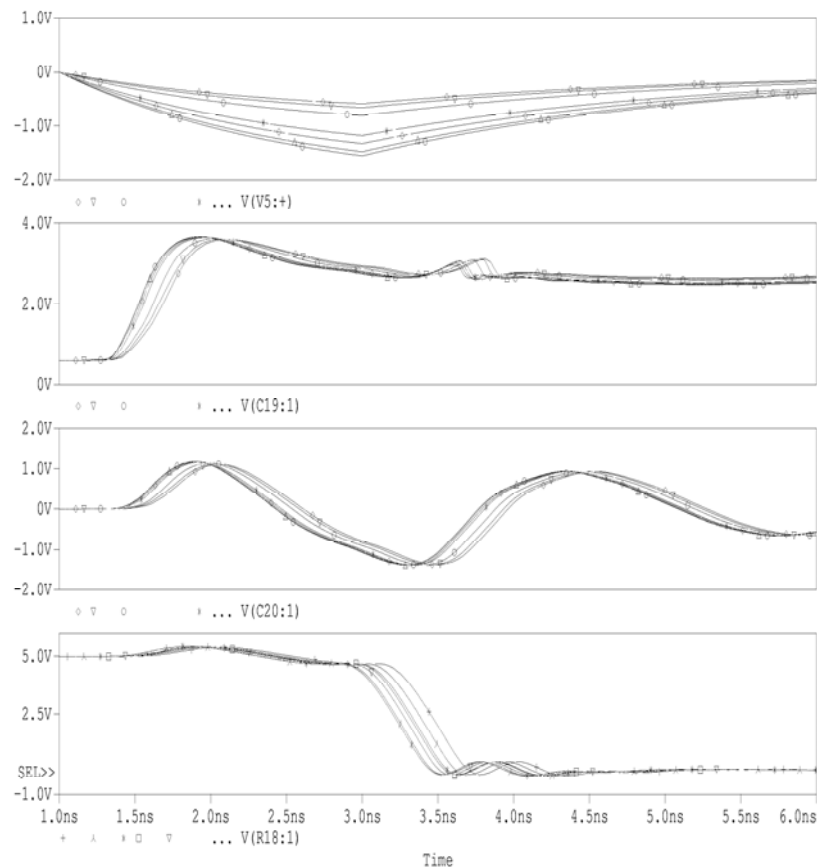


Figure 3.8 : Simulations des signaux en différents points de l'amplificateur discriminateur. De haut en bas : impulsion d'entrée, sortie de l'étage d'amplification, extrémité de la ligne à retard, sortie du discriminateur. L'impulsion d'entrée à un temps de montée de 2 ns, une largeur à mi-hauteur de 3 ns et une amplitude qui varie de -0,1V à -2,1V.

3.1.3 Réalisation et optimisation

Des essais ont d'abord été effectués avec du câble coaxial coupé à la bonne longueur (environ 25 cm). Néanmoins, pour des raisons de poids et d'encombrement, il est nécessaire de remplacer ce câble par une ligne à retard intégrée passive offrant des caractéristiques de propagation très proches du coaxial (temps de montée, coefficient de réflexion, bande passante). Plusieurs technologies de lignes à retard intégrées sont disponibles :

- 1) les lignes L-C sont composées d'inductances séries et de capacités parallèles.
- 2) Les lignes multicouches

Plusieurs prototypes ont été successivement réalisés en utilisant des transistors Infineon BFR92P et BFT92. Un premier prototype (**Figure 3.9**) avec une ligne intégrée L-C n'a pas donné entièrement satisfaction. En effet, l'impulsion de sortie provoquait du bruit sur l'impulsion d'entrée. Ceci était dû au fait que l'amplificateur et le discriminateur étaient implantés chacun sur une face du circuit.

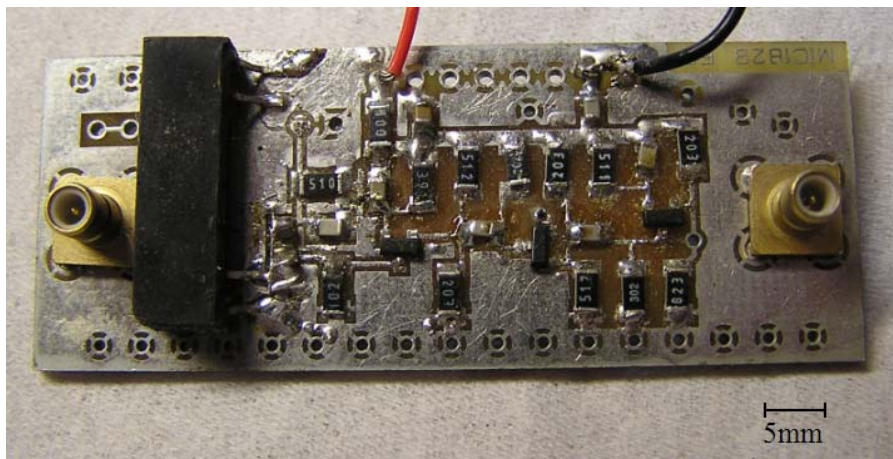


Figure 3.9 : Photographie du premier prototype réalisé

Un deuxième prototype (**Figure 3.10**) a ensuite été réalisé avec une ligne « chip » (multicouche sur puce). Le circuit est implanté sur une carte simple face avec un plan de masse du côté opposé pour minimiser les effets de capacités parasites. Ces prototypes ont été optimisés de façon empirique pour minimiser l'excursion en temps. Le circuit occupe $3,8 \times 1,4$ cm (contre $6 \times 2,4$ cm pour le premier prototype)

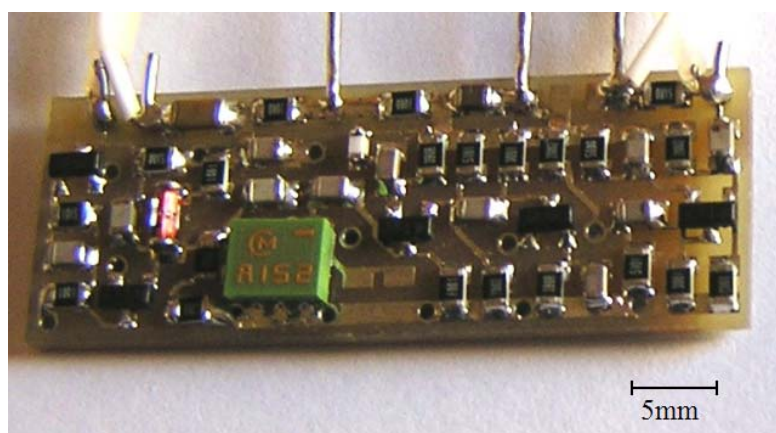


Figure 3.10: Photographie du deuxième prototype

Ces prototypes se sont avérés reproductibles, les performances ne dépendant pas des tolérances des différents composants et étant très similaires d'un circuit à l'autre. De plus, il est inutile d'ajuster le seuil de déclenchement (par la résistance R3).

3.1.4 Tests et performances

Les amplificateurs-discriminateurs ont été testés à l'aide d'impulsions provenant d'un générateur HP8082A, envoyées dans un amplificateur-discriminateur de référence et un atténuateur. Les impulsions générées ont les caractéristiques suivantes : 2,5 ns de temps de montée, 2,5 ns de largeur à mi-hauteur, 2,2 V d'amplitude. Le générateur utilisé ne peut pas fournir un meilleur temps de montée. Néanmoins, de meilleures performances sont attendues avec des impulsions provenant de galettes de microcanaux, qui ont un meilleur temps de montée.

La différence de temps entre la sortie de l'amplificateur-discriminateur de référence et l'amplificateur-discriminateur testé est mesurée avec une carte d'évaluation ACAM ATMD, basée sur le TDC-GP1 et connectée à un ordinateur pour la collecte des mesures.

3.1.4.1 Excursion en temps et jitter

L'excursion en temps pour différentes amplitudes d'entrée est mesurée en envoyant une impulsion d'amplitude constante (2,2 V) dans l'amplificateur-discriminateur de référence, ce qui fournit une référence de temps stable, et en faisant varier l'amplitude d'entrée de l'amplificateur-discriminateur testé (en changeant l'atténuation). La dispersion en temps est représentée sur la *Figure 3.11*.

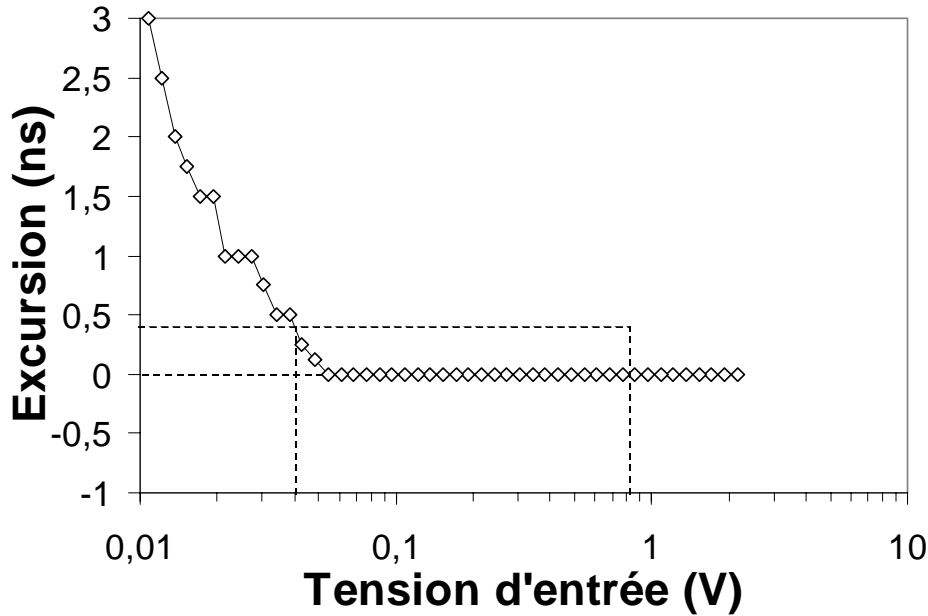


Figure 3.11: Excursion en temps en fonction de l'amplitude d'entrée. Les lignes pointillées délimitent la gamme d'amplitude désirée (de 40 à 800 mV) et l'excursion en temps correspondante.

On ne mesure aucune excursion en temps pour les amplitudes comprises entre 50 mV et 2,2 V. Ceci signifie que le TDC reste dans le même canal de mesure (250 ps de large). Pour les amplitudes comprises entre 10 mV et 50 mV, l'excursion en temps varie de moins de 250 ps à 50 mV jusqu'à 3 ns à 10 mV. Pour les amplitudes d'entrée inférieures à 10 mV, le discriminateur ne déclenche plus car le seuil n'est pas atteint. Sur la **Figure 3.11**, on voit que l'excursion en temps est d'environ 400 ps sur la gamme d'amplitude désirée (de 40 à 800 mV).

Le jitter est très faible. En effet, un côté de la carte est un plan de masse, ce qui minimise la sensibilité au bruit. De plus, la piste d'alimentation est soigneusement découplée, ce qui minimise le bruit provenant des variations de l'alimentation. Aucune sensibilité particulière au bruit électromagnétique n'a été remarquée pendant les tests.

3.1.4.2 Consommation

La consommation de l'amplificateur-discriminateur sous une tension d'alimentation de 5 V est représentée sur la **Figure 3.12**.

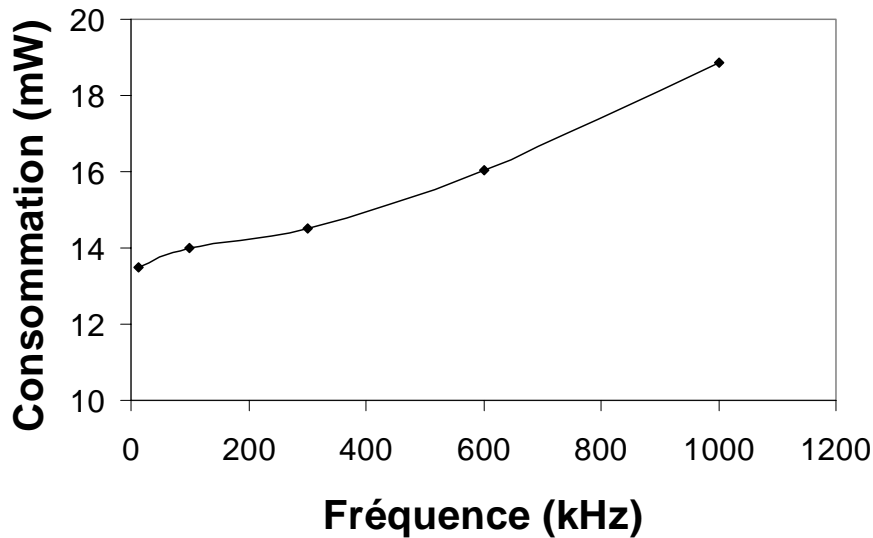


Figure 3.12 : Consommation en fonction de la fréquence des impulsions d'entrée

Pour une fréquence des impulsions d'entrée comprise entre 100 kHz et 1 MHz, la consommation est comprise entre 13 et 19 mW. Elle augmente presque linéairement avec la fréquence. La consommation au repos est d'environ 13 mW. Cette consommation provient essentiellement de l'étage d'amplification, l'augmentation est provoquée par la fréquence de déclenchement du monostable.

3.1.4.3 Effet de la température

L'amplificateur-discriminateur a été testé à des températures allant de -40°C à $+80^{\circ}\text{C}$, où le circuit de référence est maintenu à 20°C , tandis que la température du circuit testé varie par paliers de 20°C . A chaque palier, l'excursion en temps est mesurée sur toute la gamme d'amplitude.

L'excursion en temps pour des températures allant de -40 à $+80^{\circ}\text{C}$ est représentée sur la **Figure 3.13**. L'excursion en temps pour des impulsions d'entrée entre 40 et 800 mV et une température entre -40 et $+80^{\circ}\text{C}$ est d'environ 1 ns. Cependant, une partie de cette excursion en temps provient de l'atténuateur utilisé, dont les temps de propagation varient en fonction de l'amplitude d'entrée. Le seuil ne varie pas avec la température. Pour des impulsions d'entrée entre 15 et 30 mV, l'excursion en temps est la même pour toutes les températures. La compensation en température du monostable fonctionne bien et l'excursion en temps provient des variations des temps de propagation dans l'étage d'amplification, ce qui est confirmé en

faisant varier simultanément la température des deux amplificateurs-discriminateurs : l'excursion en temps est presque identique.

La consommation des circuits ne varie pas en fonction de la température.

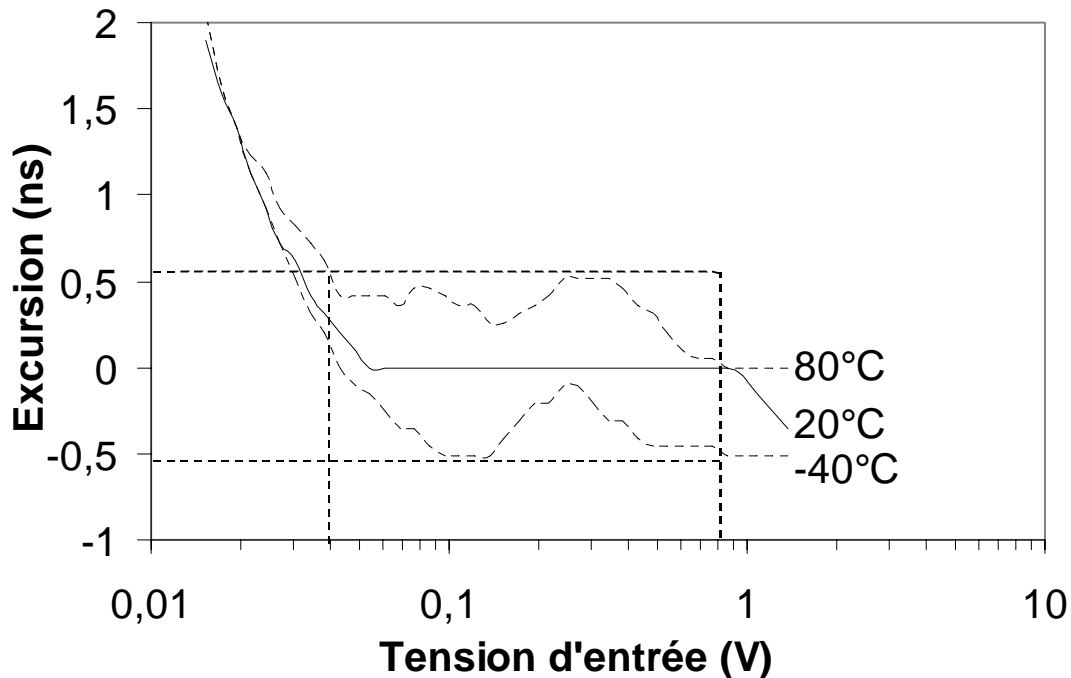


Figure 3.13: Excursion en temps en fonction de la tension d'entrée pour des températures de -40°C , 20°C et 80°C . Les lignes pointillées délimitent la gamme d'amplitude désirée (de 40 à 800 mV) et l'excursion en temps correspondante.

3.1.4.4 Effets des rayonnements ionisants

Les amplificateurs-discriminateurs ont été testés aux radiations avec une source cobalt 60 du dispositif d'irradiation NAUTILUS à l'ONERA Toulouse avec un débit de dose de 0,01 rad/s. Trois amplificateurs-discriminateurs sont sous tension pendant l'irradiation, trois autres ont leurs entrées polarisées à la masse. L'excursion en temps a été mesurée aux doses cumulées suivantes : 0 krad (pré-irradiation), 5,1 krad, 10,9 krad, 17 krad, 23 krad, 31 krad, 41 krad, 53 krad, 77 krad, 100 krad et après recuit (une semaine à 100°C). Entre les paliers à 41 et 53 krad, le débit de dose a été réduit à 0,005 rad/s (la source étant en maintenance et remplacée par une source moins puissante). A chaque palier, l'excursion en temps et la consommation des amplificateurs-discriminateurs sont mesurées.

L'excursion en temps est mesurée en faisant varier l'amplitude de l'impulsion d'entrée avec un atténuateur. Les courbes d'excursion en temps pour les différentes doses reçues sont

représentées sur la **Figure 3.14**. L'excursion en temps ne varie pas significativement en fonction de la dose reçue. De plus, la consommation des amplificateurs-discriminateurs ne varie pas en fonction de la dose reçue.

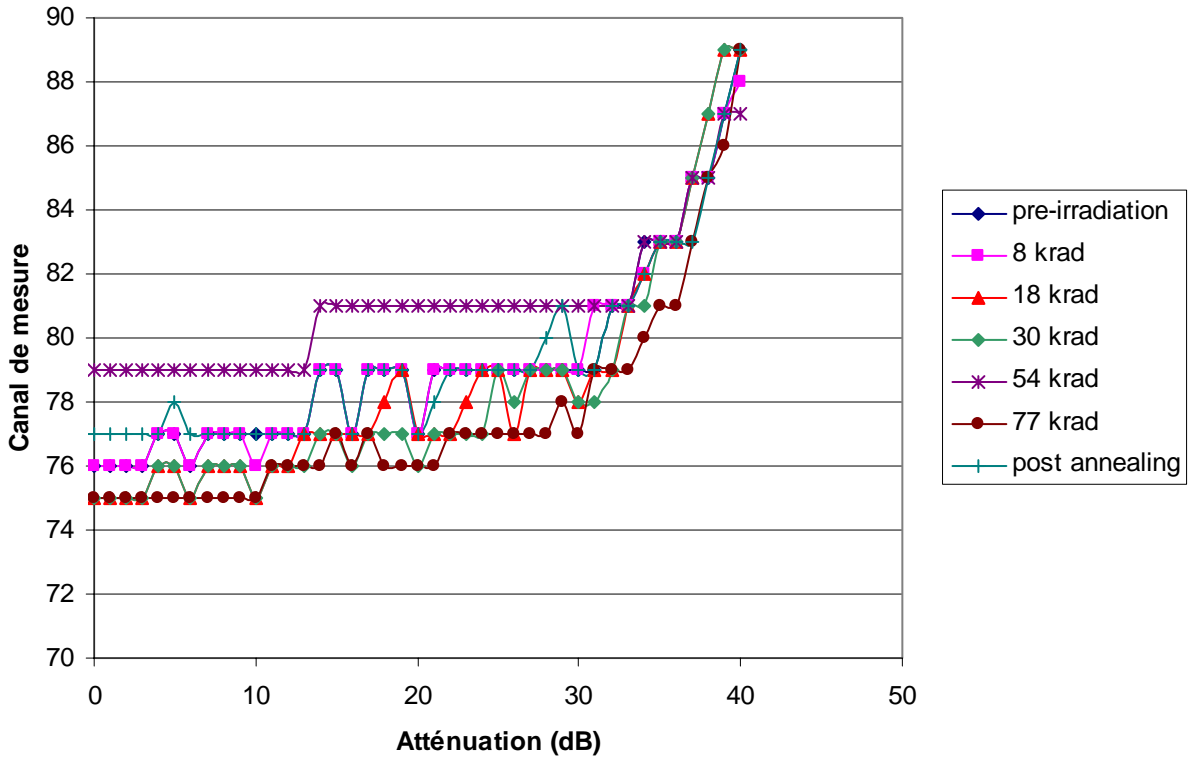


Figure 3.14 : Excursion en temps en fonction de l'atténuation pour différentes doses reçues. Un canal de mesure fait 250 ps de large

3.1.4.5 Tests avec un détecteur complet

Dans le cadre d'une coopération entre le CESR et l'Institut des Sciences Spatiales de Durham, les amplificateurs-discriminateurs ont été testés à l'université du New Hampshire avec l'analyseur électrostatique et la section de temps de vol de l'instrument STEREO/PLASTIC. Le spectre de temps de vol d'un faisceau d'ions H^+ a été acquis avec le système suivant : les signaux obtenus à la sortie des MCPs sont envoyés dans deux amplificateurs-discriminateurs et la différence de temps entre le signal de START et le signal de STOP pour chaque ion est mesurée avec une carte d'évaluation ACAM ATMD. Les mêmes signaux sont également envoyés dans une chaîne de mesure constituée de tiroirs NIM. La chaîne de mesure se compose des éléments suivants : deux préamplificateurs Ortec 142 et

Canberra 405, un générateur « dual-gate » Lecroy 222, un convertisseur temps-amplitude Ortec 437A et un analyseur multicanal. Les pics obtenus pour des ions H^+ par les deux chaînes de mesure sont représentés sur la **Figure 3.15**. Le faisceau d'ions a une énergie de 2 keV et est post-accélééré avec une tension de 8 kV. Le pic obtenu avec les amplificateurs-discriminateurs et la carte d'évaluation est plus étroit et possède une traînée moins importante que celui mesuré à l'aide des tiroirs NIM. Ces tests confirment les performances de l'amplificateur-discriminateur développé et montrent qu'il est parfaitement utilisable dans un instrument complet.

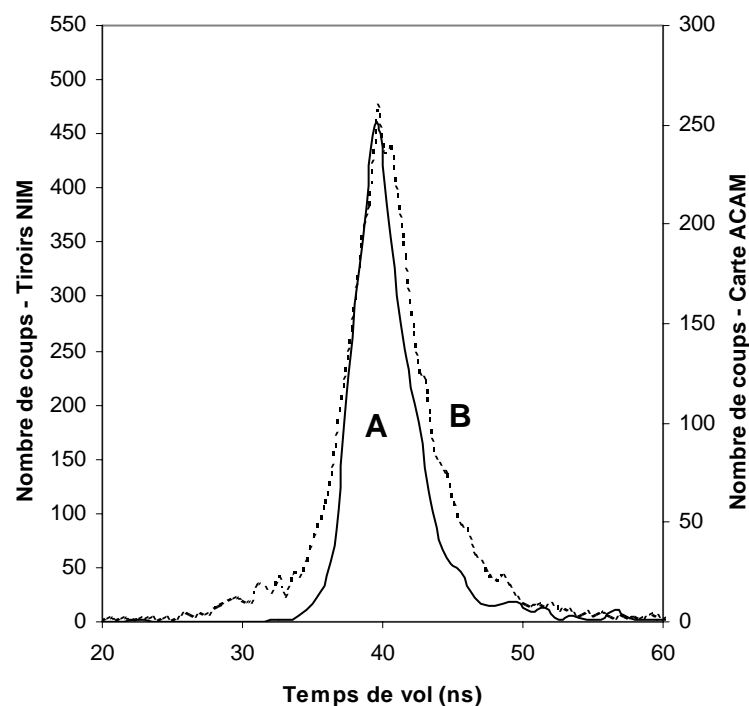


Figure 3.15 : Spectres de temps de vol de l'ion H^+ obtenus avec :
(A) les amplificateurs discriminateurs développés et (B) des tiroirs NIM

3.2 Convertisseur temps-numérique (TDC) et FPGA de contrôle

Le convertisseur temps-numérique, ou TDC, est destiné à mesurer l'intervalle de temps entre les signaux de START et de STOP.

3.2.1 Description du TDC

Le convertisseur temps-numérique Acam TDC-GP1 est un ASIC fabriqué en technologie CMOS 0.8 μm . Il se présente dans un boîtier TQFP44. Le bloc diagramme de ce TDC est représenté sur la *Figure 3.16*

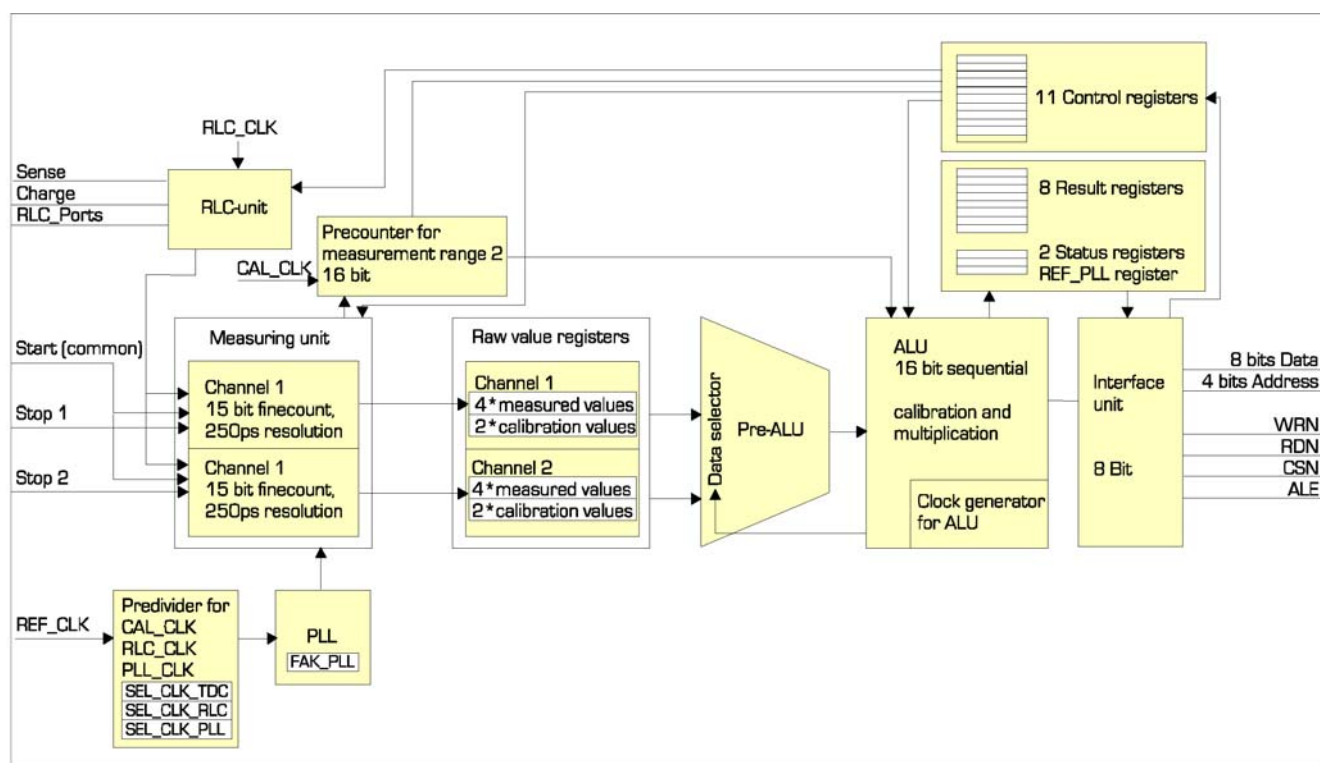


Figure 3.16: Bloc diagramme du TDC GP1 (tiré de [AcaIW])

Le TDC dispose de trois modes de mesure : le mode normal, le mode haute résolution et le mode ajustement de résolution. Deux gammes de temps sont mesurables : de 3 ns à 7,6 μs en Range 1 et de 60 ns à 200 ms en Range 2.

Le mode normal en Range 1 permet de mesurer des impulsions (un START et un STOP) séparées de $t_1=3$ ns à $t_4=7,6$ μs . Les impulsions logiques en 0-5V peuvent être positives ou négatives et doivent avoir une largeur t_{pw} de plus de 2,5 ns. Sur un même canal, deux STOPS successifs doivent être séparés d'au moins $t_2=15$ ns pour que le deuxième soit

déecté. Si aucun STOP n'est arrivé 7,6 μ s après le START, le TDC atteint la fin de la fenêtre de mesure et se réinitialise. Les deux canaux ont une résolution identique. Ils ont une entrée START commune et peuvent mesurer chacun 4 STOPs indépendants. Les deux canaux peuvent être mis bout à bout pour autoriser la mesure de 8 STOPs. Les intervalles de temps entre les différents STOPs et le START mais également entre les STOPs peuvent être mesurés. Les séquences de mesure possibles sont représentées sur la **Figure 3.17**.

En Range 2, un prédiviseur est utilisé pour permettre la mesure d'intervalle de temps plus importants. Dans ce mode, l'intervalle de temps n'est pas mesuré directement : le TDC mesure la différence de temps Δt_1 entre le START et le front montant de l'horloge de calibration suivant. Puis un compteur compte le nombre de périodes d'horloge N jusqu'à l'arrivée du STOP.

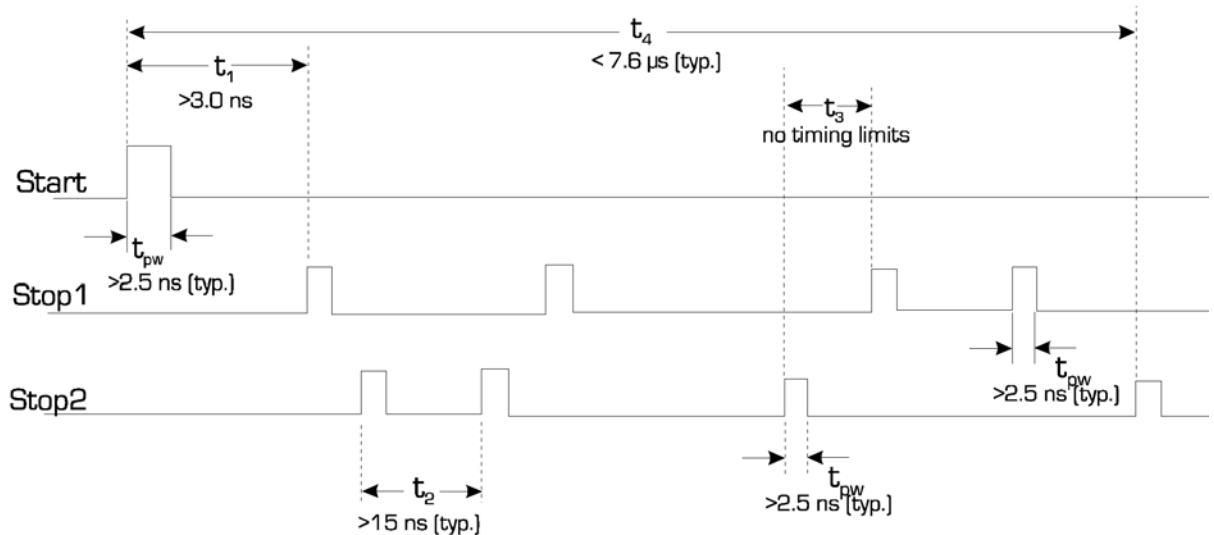


Figure 3.17 : Séquences de mesure possibles

Le STOP démarre une nouvelle mesure Δt_2 qui s'arrête au front d'horloge suivant. L'intervalle de temps total est donc : $t = N \cdot \text{période} + \Delta t_1 - \Delta t_2$. Pour les mesures en Range 2, le TDC ne dispose que d'un seul canal de mesure pouvant accepter 4 STOPs.

Un mode haute résolution permet d'associer les deux canaux de mesure pour doubler la résolution. Dans ce mode, le TDC possède un canal de mesure avec 125 ps de résolution.

Un mode ajustement de résolution permet de s'affranchir des variations dues aux changements de tension d'alimentation et de température. En principe, la résolution est liée

aux temps de propagation dans les portes. Ces temps de propagation dépendent de la tension d'alimentation, de la température et du process de fabrication. La résolution du GP1 doit donc d'abord être calculée via des calibrations. De plus, cette résolution n'est pas stable et varie avec la tension et la température. Dans le mode ajustement de résolution, une boucle à verrouillage de phase (PLL) ajuste la tension d'alimentation afin de maintenir la résolution à la valeur programmée. Dans ce mode, on peut uniquement mesurer la différence de temps entre deux STOPS.

Le GP1 fournit un drapeau d'interruption (INTFLAG) dont la source peut être choisie via un registre. Ce signal passe à 1 quand :

- 1) il y a eu une écriture dans au moins un des registres de résultats
- 2) l'unité de mesure passe en overflow.

Ce signal permet de lire les valeurs présentes dans les registres de résultats de manière très rapide.

Les résultats de mesure sont d'abord stockés dans les registres de valeurs brutes (6 registres 15 bits par canal). 2 registres sur les 6 sont réservés aux valeurs de calibration.

Le GP1 possède deux unités de calcul : une pré-ALU qui convertit les valeurs brutes en valeurs entières non signées et une ALU principale qui permet :

- la soustraction des valeurs non calibrées (STOP- START ou STOP Y – STOP X)
- la calibration des valeurs mesurées avec les valeurs de calibration Cal1 et Cal2
- La multiplication des valeurs calibrées par un entier 24 bits

Les temps de calcul dépendent du mode utilisé et de la valeur du facteur vitesse de l'ALU (contrôlé via un registre). Par défaut, une mesure STOP- START prend 140 ns, une mesure STOP Y – STOP X 180 ns. Une calibration ou une multiplication de cette valeur prend 2 μ s. Ces temps de calculs sont à multiplier par le facteur de vitesse (1,37 par défaut) et par les facteurs de dérating Kv et Kt, qui prennent en compte la variation des performances avec la tension d'alimentation (pour Kv) et la température (pour Kt).

Les résultats de mesure sont stockés dans des registres de résultats (8 registres 16 bits). Ces registres peuvent être lus via l'interface microcontrôleur.

Une mesure non calibrée occupe un registre. Une mesure calibrée occupe deux registres. Huit valeurs non-calibrées ou quatre valeurs calibrées peuvent donc être stockées dans le GP1. Les valeurs sont stockées de façon cyclique dans les registres 0 à 7. Les résultats peuvent être lus en sélectionnant l'adresse de départ et en envoyant deux strobos de lecture pour chaque registre. Le pointeur s'incrémente après la lecture si l'adresse appliquée reste constante. Les bits de poids faible puis les bits de poids fort apparaissent successivement sur le bus de données. Ainsi, pour lire tous les registres séquentiellement, on applique 16 strobos de lecture.

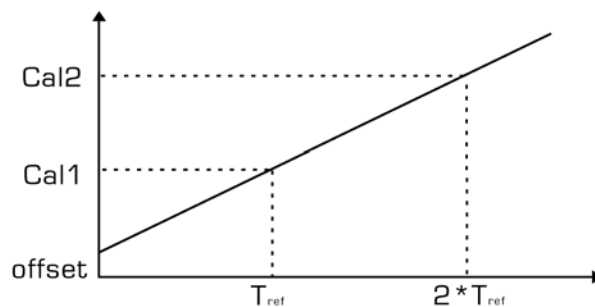


Figure 3.18 : Droite de calibration

Le GP1 peut être calibré soit automatiquement après chaque mesure, soit via une commande. Durant la calibration, les durées d'une et de deux périodes de l'horloge de calibration sont mesurées. Les valeurs de calibration obtenues, Cal1 et Cal2, sont stockées dans un registre de calibration. A partir de ces deux valeurs, on peut calculer la pente et l'offset de la droite de calibration comme indiqué sur la **Figure 3.18**.

Register 0		Address: 0
Bit	Name	Description
7	CAL	initializes a separate CAL run → Update of CAL-values in the calibration value registers
6	CALIBRATE	instructs the ALU to do a calibration calculation
5	MULTIPLICATE	instructs the ALU to do a multiplication
4	MESSB2	'1' switches to measurement with predivider
3	EN_CAL_AUTO	1 = automatic calibration after measurement
2	EDGE_STP2	selects slope sensitivity Stop2-Input 0=rise
1	EDGE_STP1	selects slope sensitivity Stop1-Input 0=rise
0	EDGE_STA	selects slope sensitivity Start-Input 0=rise

Register 1		Address: 1
Bit	Name	Description (Remark: optimum value for ADJ<5:0> = 0x0d)
7	RESO_ADJ	switches to resolution adjust. mode
6	HIGH_RES	switches to high resolution mode
5	ADJ<5>	adjustment bit 5 of high resolution mode
4	ADJ<4>	adjustment bit 4 of high resolution mode
3	ADJ<3>	adjustment bit 3 of high resolution mode
2	ADJ<2>	adjustment bit 2 of high resolution mode
1	ADJ<1>	adjustment bit 1 of high resolution mode
0	ADJ<0>	adjustment bit 0 of high resolution mode

Register 2		Address: 2
Bit	Name	Description
7	HIT2_IN<3>	channel select for upper Nibble: 0= channel1, 1=channel2
6	HIT2_IN<2>	hit-no. for channel selected in bit 7
5	HIT2_IN<1>	hit-no. for channel selected in bit 7
4	HIT2_IN<0>	hit-no. for channel selected in bit 7
3	HIT1_IN<3>	channel select for lower Nibble: 0= channel1, 1=channel2
2	HIT1_IN<2>	hit-no. for channel selected in bit 3
1	HIT1_IN<1>	hit-no. for channel selected in bit 3
0	HIT1_IN<0>	hit-no. for channel selected in bit 3

Description of nibbles in detail

HITx_IN<3>	HITx_IN<2>	HITx_IN<1>	HITx_IN<0>	Number of Hits
0	0	0	0	Start
0 or 1	0	0	1	1. Hit of channel 1 or 2
0 or 1	0	1	0	2. Hit of channel 1 or 2
0 or 1	0	1	1	3. Hit of channel 1 or 2
0 or 1	1	0	0	4. Hit of channel 1 or 2
0 or 1	1	1	0	Cal 1 of channel 1 or 2
0 or 1	1	1	1	Cal 2 of channel 1 or 2

Register 3		Address: 3
Bit	Name	Description
7	FAK_PLL<7>	MSB adjustment of PLL
6
5
4
3
2
1
0	FAK_PLL<0>	LSB adjustment of PLL

Register 4		Address: 4
Bit	Name	Description
7	SEL_CLK_TDC<2>	divider for calibration clock of TDC
6	SEL_CLK_TDC<1>	...
5	SEL_CLK_TDC<0>	...
4	NEG_PH_PLL	Negotiation of phase outputs of PLL (has to be '1' if the recommended circuit is used)
3	SET_PAR_PLL	1=Track mode of PLL (Set Par Modus)
2	SEL_CLK_PLL<2>	divider for reference clock of PLL
1	SEL_CLK_PLL<1>	...
0	SEL_CLK_PLL<0>	...

Register 5		Address: 5
Bit	Name	Description
7	RLC_NR<2>	sets the number of RLC-ports to be measured
6	RLC_NR<1>	or the number of the port
5	RLC_NR<0>	"
4	SINGLE_EN	single port measur. = 1, 0= all ports 1 to n
3	C_SEL	measure capacitors = 1
2	SEL_CLK_RLC<2>	clock divider for RLC-unit
1	SEL_CLK_RLC<1>	"
0	SEL_CLK_RLC<0>	"

Register 6		Address: 6
Bit	Name	Description
7	INT_SEL	Interrupt Select [0= ALU ready, 1= Overflow]
6	QUEUING	Enable Queuing in measurement range 1
5	RETRIG_EN	Enable retrigger mode
4	NOISE_EN	Noise Enable
3	RLC_EN	starts RLC measurement
2	USE_TRANS	1= RLC-unit uses external transistor
1	SPEED<1>	sets frequency of BIGALU [default: lowest speed]
0	SPEED<0>	"

Register 7		Address: 7
Bit	Name	Description
7	HALF_RES	Half resolution
6	EN_SUI	Enable spike suppression at RDN
5	EN_HIT2<2>	number of allowed hits on channel 2 (max. 4)
4	EN_HIT2<1>	"
3	EN_HIT2<0>	"
2	EN_HIT1<2>	number of allowed hits on channel 1 (max. 4)
1	EN_HIT1<1>	"
0	EN_HIT1<0>	"

Register 8-10		Address: 8-10
Register 8		multiplication factor <7..0>
Register 9		multiplication factor <15..8>
Register 10		multiplication factor <23..16>

Register 11		Address 11:
Bit	Name	Description
7	POR.	Power On Reset (1)
6	POR.	Power On Reset (0)
5	POR.	Power On Reset (1)
4	POR.	Power On Reset (0)
3	n.c.	
2	CLK_NOISE	Clock for PRBS counter in auto noise unit
1	INIT_BIGALU	Init for Bigalu unit
0	INIT_TDC	Init for TDC unit

Figure 3.19 : Détail des registres de contrôle

Le GP1 possède sept registres de contrôle plus un registre d'initialisation (registre 11). Ces registres permettent de choisir le mode d'opération du TDC, le nombre de coups autorisés sur chaque canal de mesure, le front de déclenchement (montant ou descendant). Les registres permettent également de définir la mesure à effectuer (coup Y – coup X) et les opérations à effectuer sur cette mesure : calibration (c'est à dire multiplication par les valeurs contenues dans le registre de calibration) ou multiplication (par le facteur du registre de multiplication).

Le registre 11 permet d'initialiser le TDC. Le Power On Reset remet le circuit dans son état de base et les registres de contrôle sont réinitialisés à leur valeur par défaut. Par contre, les registres de valeurs brutes et les registres de résultats ne sont pas réinitialisés. Le Power On Reset peut également être activé par la pin RST_N, avec les mêmes effets. L'initialisation de l'unité de mesure remet le compteur de coups à zéro et efface un timeout éventuel. Une mesure est à nouveau possible 30 ns après le front montant sur WRN. L'initialisation de l'ALU remet le pointeur d'écriture à 0 (sur le premier registre de résultat). Un nouveau calcul est possible 30 ns après le front montant sur WRN.

Le détail des registres de contrôle est donné à la **Figure 3.19**.

Quelques fonctions intéressantes contrôlées par les registres sont détaillées dans le **Tableau 3.1** :

Registre 0	Bit 7	Calibration indépendante
	Bits 0-2	Front de déclenchement des entrées
Registre 2	Bits 0-7	Mesure à effectuer (coup Y – coup X)

Registre 6	Bit 7	Sélection du mode d'interruption
	Bits 0-1	Sélection du facteur vitesse
Registre 7	Bits 3-5	Nombre de coups acceptés sur le canal 2
	Bits 0-2	Nombre de coups acceptés sur le canal 1
Registre 11	Bits 4-7	Power On Reset
	Bit 1	Initialisation de l'ALU
	Bit 0	Initialisation de l'unité de mesure

Tableau 3.1 : Fonctions des registres

Le GP1 possède une interface microcontrôleur 8 bits standard. Les registres sont adressés via un bus 4 bits. Le bus de données est bidirectionnel, le bus d'adresses est unidirectionnel.

Les signaux de contrôle sont : WRN (écriture dans le GP1), RDN (lecture à partir du GP1), CSN (chip select). Ces signaux sont actifs à zéro. Les contraintes de timing sont représentées sur la **Figure 3.20** et la **Figure 3.21**. Leurs valeurs sont résumées dans le **Tableau 3.2**.

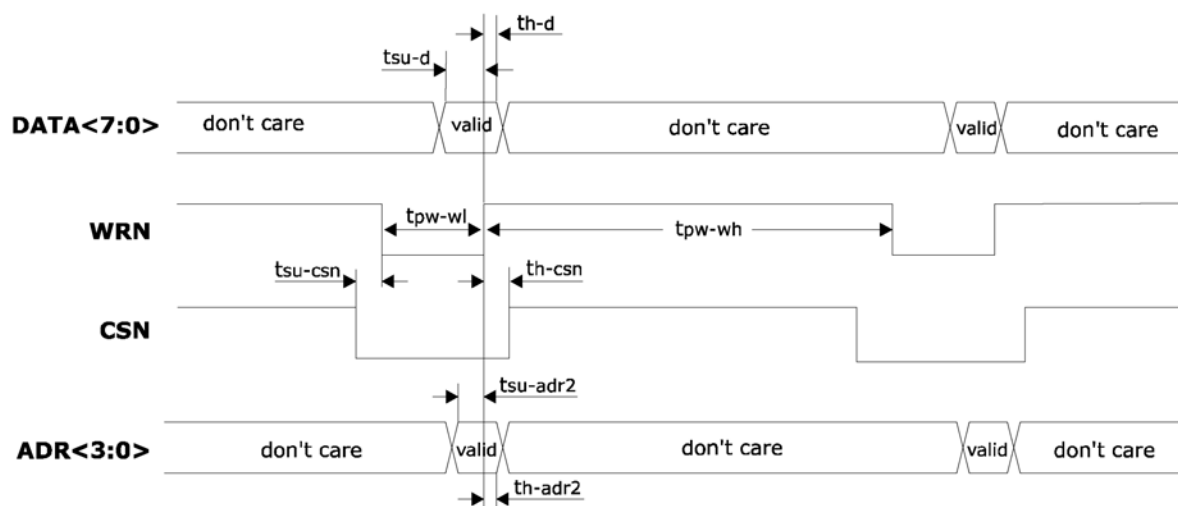


Figure 3.20 : Ecriture dans le TDC GP1

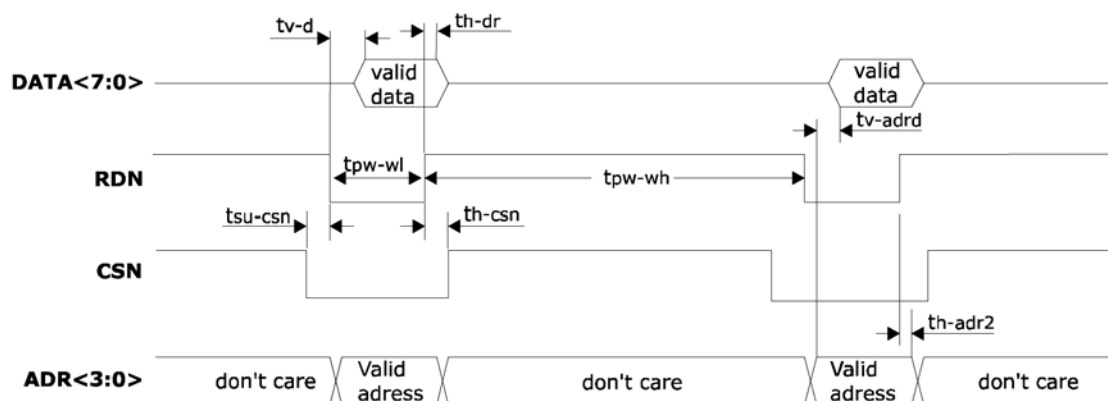


Figure 3.21 : Lecture dans le TDC GP1

Nom	Définition	Valeur
tsu-d	Temps d'établissement des données jusqu'au front positif de WRN	> 10 ns
th-d	Temps de maintien des données jusqu'au front positif de WRN	> 0 ns
tsu-csn	Temps d'établissement du front négatif de CSN jusqu'au front négatif de WRN	> 0 ns
th-csn	Temps d'établissement du front positif de WRN jusqu'au front positif de CSN	> 0 ns
tpw-wl	Largeur de la partie négative de WRN	> 25 ns
tpw-wh	Largeur de la partie positive de WRN	> 25 ns
tsu-adr2	Temps d'établissement de l'adresse jusqu'au front positif de WRN	> 10 ns
th-adr2	Temps de maintien de l'adresse jusqu'au front positif de WRN	> 3 ns

Tableau 3.2 : Définition et valeurs des contraintes de timing

3.2.2 Mode d'utilisation du GP1

Il a été choisi d'utiliser le GP1 en mode normal, range 1. En effet, les temps à mesurer sont de l'ordre de 20 ns à 500 ns environ. Les fréquences de mesure étant assez importantes, il n'est pas nécessaire d'effectuer une calibration après chaque mesure. Il suffit d'effectuer une calibration à intervalles réguliers (typiquement toutes les quelques secondes) pour tenir compte des dérives à long terme de la tension d'alimentation et de la température.

La configuration des différents modes nécessite l'écriture d'une série de valeurs dans les registres de configuration.

3.2.2.1 Calibration indépendante

Une calibration indépendante impose de masquer le drapeau d'interruption pour permettre la lecture des valeurs de calibration indépendamment des valeurs de mesure.

L/E	Adresse	Données	Fonction
Ecr	1	h0	Pas d'ajustement de résolution
Ecr	2	h55	ALU éteinte
Ecr	7	h0	Nombre de coups autorisé : 0
Ecr	11	h3	Initialisation ALU et unité de mesure
Ecr	0	h80	Commande de calibration
Ecr	7	h9	Autorisation des coups
Ecr	2	6	Sélection mesure : CAL1-START
Ecr	2	7	Sélection mesure : CAL2-START
Lect	0		Lecture Cal1 octet de poids faible
Lect	0		Lecture Cal1 octet de poids fort
Lect	0		Lecture Cal2 octet de poids faible
Lect	0		Lecture Cal2 octet de poids fort

3.2.2.2 Configuration de la mesure

L/E	Adresse	Données	Fonction
Ecr	2	h55	ALU éteinte
Ecr	7	h0	Nombre de coups autorisé : 0
Ecr	11	h3	Initialisation ALU et unité de mesure
Ecr	0	h7	Entrées sensibles sur front descendant
Ecr	2	h1	Sélection mesure : STOP1-START
Ecr	7	h9	Autorisation des coups

3.2.2.3 Lecture d'une mesure

La lecture d'une mesure est déclenchée sur un front montant du drapeau d'interruption, qui traduit la présence d'une valeur dans le registre de résultats.

L/E	Adresse	Données	Fonction
Lect	0		Lecture mesure octet de poids faible
Lect	0		Lecture mesure octet de poids fort
Ecr	11	h3	Initialisation ALU et unité de mesure

Après la lecture des deux octets, le TDC est réinitialisé (sans que la configuration change) pour permettre une nouvelle mesure.

3.2.3 FPGA de contrôle

L'électronique du contrôle du TDC a été développée en VHDL et est implantée dans un FPGA. Elle permet de configurer le TDC pour effectuer une mesure ou une calibration et permet de lire la mesure de temps de vol fournie par le TDC et de l'envoyer vers un ordinateur.

Le système représenté sur la **Figure 3.22** est composé des blocs suivants :

- un module de génération des différentes horloges « CLOCKGEN »
- un module qui définit les séries de valeurs à écrire dans les registres. Ces valeurs sont stockées dans une table
- un module de dialogue avec l'interface microcontrôleur
- un module de parallélisation des données qui permet de transformer les données 8 bits issues du TDC en données 16 bits

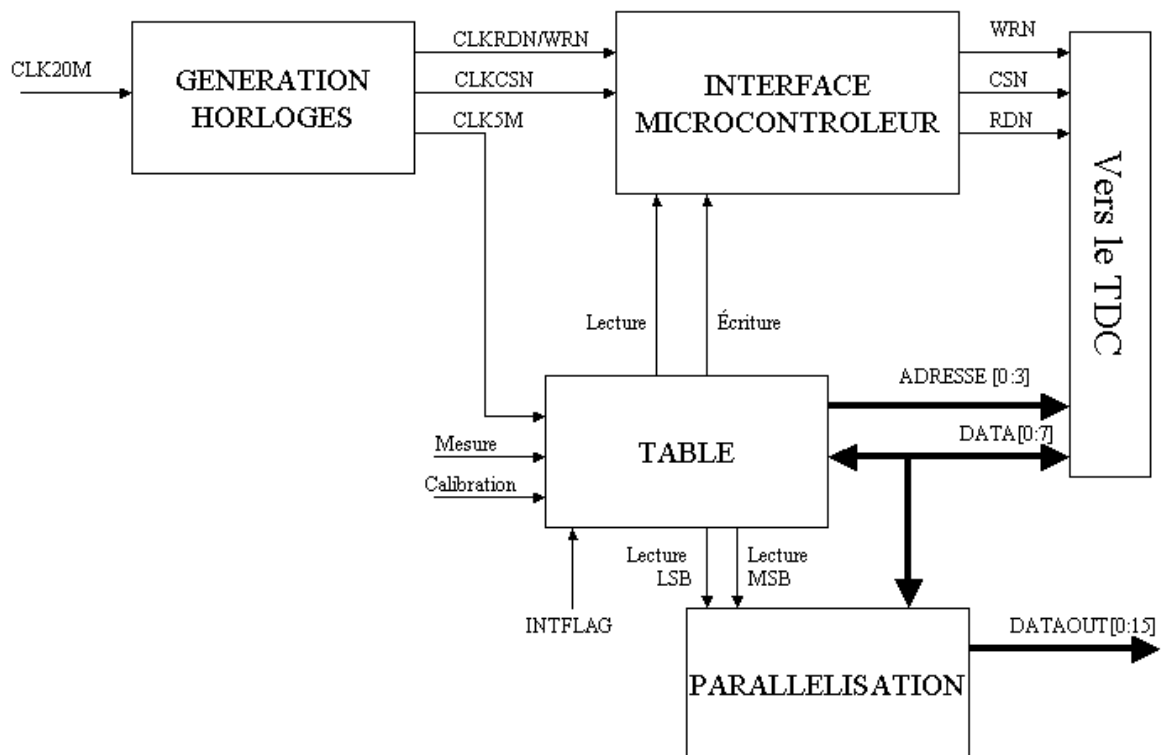


Figure 3.22 : Schéma bloc du circuit de contrôle

3.2.3.1 Génération des horloges

Le module de génération des horloges permet d'obtenir les horloges nécessaires pour produire les signaux de dialogue avec l'interface microcontrôleur du TDC. A partir d'une horloge à 20 MHz (CLK20M), deux horloges à 10 MHz, (CLK10M et CLK10MINV) déphasées de 90°, puis deux horloges à 5 MHz déphasées de 45° (CLK5M et CLK5MINV) sont créées. On effectue ensuite un ET entre CLK20M et CLK5MINV pour obtenir CLKRDN/WRN. CLKCSN et CLK10MINV sont identiques. Le chronogramme des signaux d'horloge est représenté à la **Figure 3.23**.

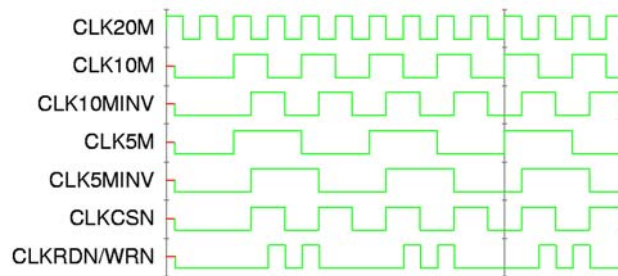


Figure 3.23 : Chronogrammes des signaux d'horloge

3.2.3.2 Lookup table

Les valeurs à écrire dans les registres de configuration du TDC et l'état des bits de commande du mode (lecture ou écriture) sont définies dans une table. Les commandes de lecture destinées au module de parallélisation sont également définies: les signaux Lecture LSB et Lecture MSB. Quand le signal de calibration est présent, un compteur s'incrémente. Il s'incrémente ensuite sur les fronts montants de l'horloge à 5 MHz. La valeur en sortie du compteur permet de sortir les données, l'adresse et le mode correspondants. Les valeurs sur le bus d'adresse et le bus de données et l'état des signaux lecture/écriture changent donc sur les fronts montants de l'horloge à 5 MHz.

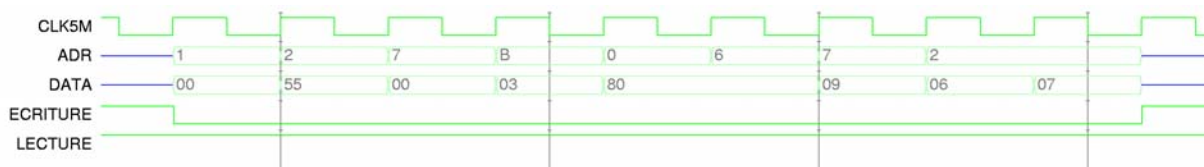


Figure 3.24 : Chronogrammes pour la configuration en mode calibration

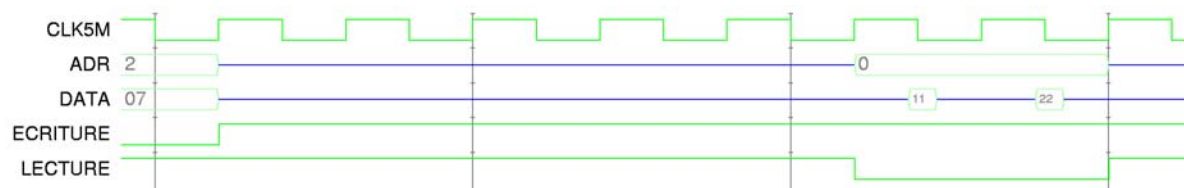


Figure 3.25 : Lecture des résultats de calibration

Le même principe permet de sortir les données et les adresses pour configurer le TDC en mode mesure lors de l'arrivée du signal de mesure.

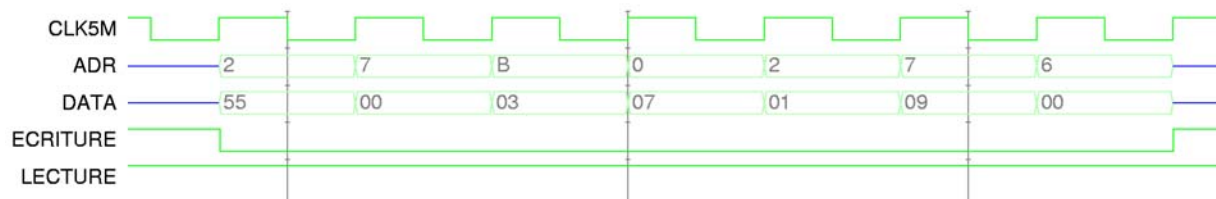


Figure 3.26 : Chronogrammes pour la configuration en mode mesure

Lors de l'arrivée du signal d'interruption INTFLAG, on effectue deux lectures à l'adresse 0, ce qui permet de récupérer les deux octets de la mesure. On envoie ensuite une réinitialisation de l'ALU et de l'unité de mesure.

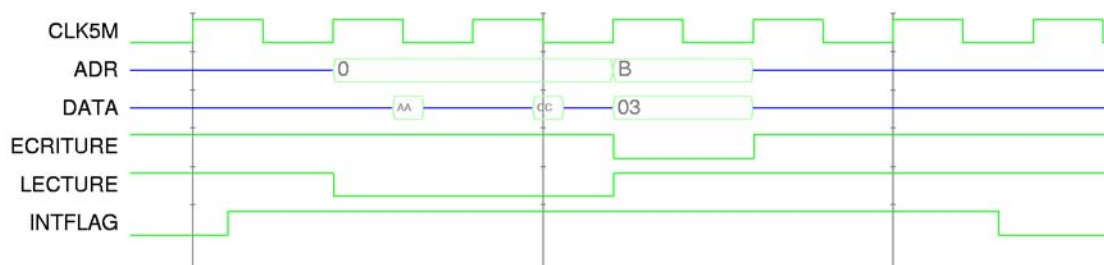


Figure 3.27 : Chronogrammes lors de la lecture d'une mesure

3.2.3.3 Module de dialogue avec l'interface microcontrôleur

Ce module reçoit les différentes horloges en provenance du module de génération et les signaux de lecture/écriture de la table. Il génère les strobes RDN, WRN et CSN. Le strobe RDN (respectivement WRN) est initialisé à 1 et change d'état sur un front montant de CLKRDN/WRN si le signal Lecture (respectivement Ecriture) est à 0. Le strobe CSN est également initialisé à 1 et change d'état sur un front montant de CLKCSN si le signal Lecture ou le signal Ecriture est à 0. Les différents chronogrammes sont représentés sur la figure 3.28.

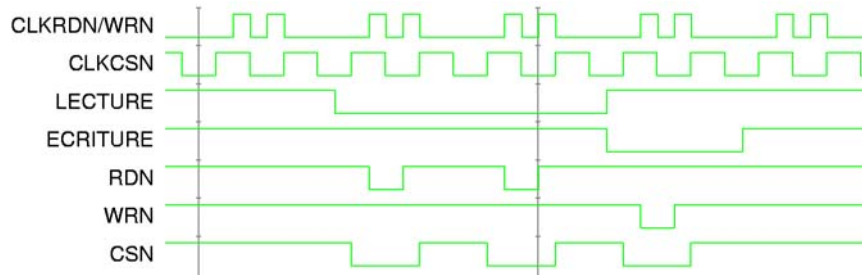


Figure 3.28 : Strokes de lecture et d'écriture générées

La partie négative de RDN ou de WRN fait 50 ns de large, celle de CSN 100 ns de large. Cela permet de respecter les marges de timing prescrites.

Le déphasage entre l'horloge à 5 MHz et les strobes de lecture et d'écriture permet d'avoir des marges de temps appréciables (~25 ns) entre le moment où la donnée est présente sur le bus et le moment où le TDC vient la lire.

3.2.3.4 Module de parallélisation

Ce module reçoit les données sur 8 bits et les transmet sur 16 bits. Il reçoit les signaux Lecture LSB et Lecture MSB qui permettent de générer deux strobes : RDN LSB et RDN MSB. Ces deux signaux déclenchent chacun un latch 8 bits qui permet de maintenir sur l'octet de poids fort ou de poids faible du bus de sortie la valeur présente sur le bus de données.

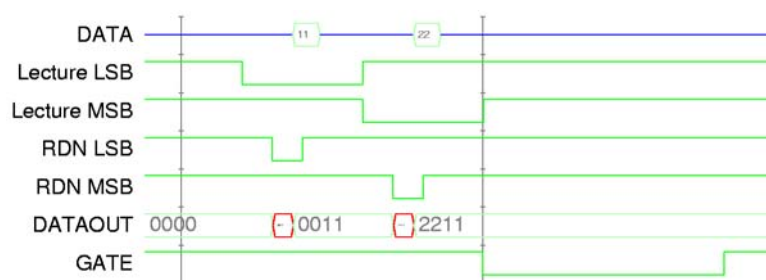


Figure 3.29 : Parallélisation des données

3.2.4 Tests en radiation du TDC GP1

Le TDC GP1 a été testé aux radiations avec une source cobalt 60 du dispositif d'irradiation NAUTILUS à l'ONERA Toulouse avec un débit de dose de 0.01 rad/s. Cinq TDCs sont maintenus sous tension pendant l'irradiation, trois autres ont leurs entrées

polarisées à la masse. Un TDC de référence n'est pas irradié. L'excursion en temps a été mesurée aux doses cumulées suivantes : 0 krad (pré-irradiation), 5.1 krad, 10.9 krad, 17 krad, 23 krad, 31 krad, 41 krad, 53 krad, 77 krad, 100 krad et après recuit (une semaine à 100°C). Entre les paliers à 41 et 53 krad, le débit de dose a été réduit à 0.005 rad/s (la source étant en maintenance et remplacée par une source moins puissante).

Les TDC n'ont pas reçu d'impulsions START et STOP durant l'irradiation, la configuration de la chambre d'irradiation ne le permettant pas.

Les TDC conservent toutes leurs fonctionnalités après 100 krad et après recuit. Il n'y a pas de différence de fonctionnalités entre les TDC alimentés pendant l'irradiation et les TDC non-alimentés.

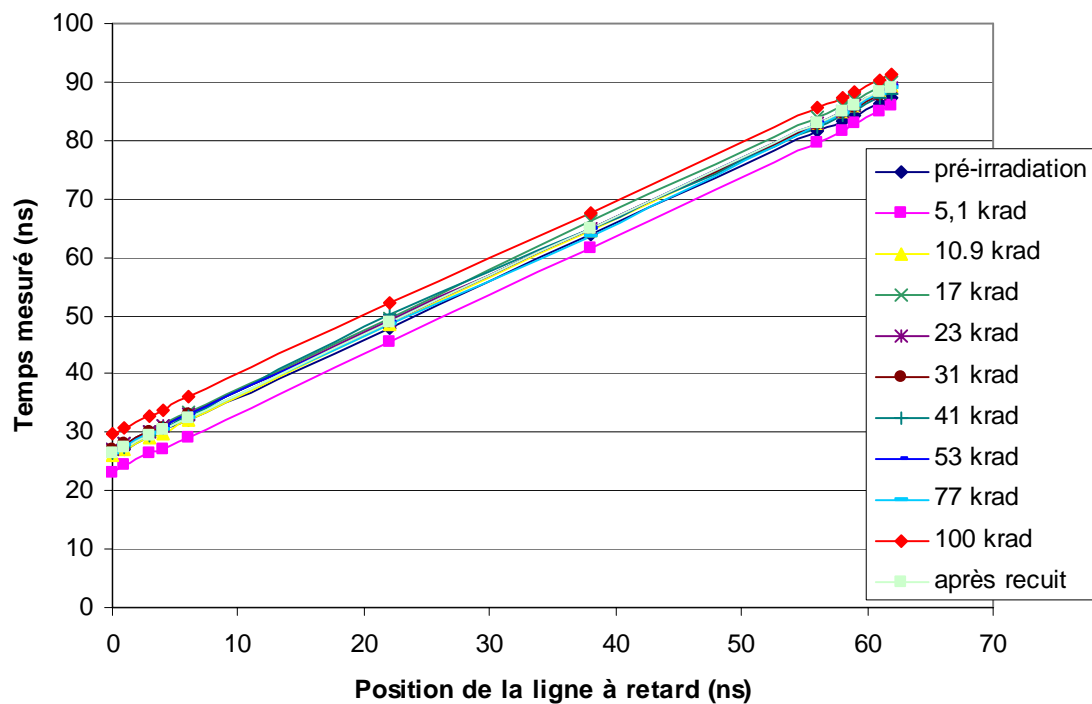


Figure 3.30 : Linéarité du TDC no 1 sous irradiation

A chaque palier, les mesures suivantes ont été effectuées :

- 1) Calibrations indépendantes (via une commande) au début et à la fin du test.
- 2) Linéarité des TDC
- 3) Consommation des TDC dans différents modes (standby, calibration) et pour différentes fréquences de mesure (100 kHz et 1 MHz)

Les valeurs de calibration ne varient pas significativement entre les deux calibrations effectuées pendant le même palier (moins de 1%). Elle varie d'environ 5% entre les différents paliers. Ces variations reflètent principalement les variations de température.

La linéarité est mesurée en mode normal, Range 1, sans calibration. Les différents temps sont obtenus avec des lignes à retard commutables. L'impulsion de START est produite par un générateur HP8082A. Le retard est ajouté par paliers de 1, 2, 4, 8 et 16 ns. La mesure obtenue est convertie en temps grâce à la courbe obtenue à partir des valeurs de calibration. Les linéarités des différents TDC sont très similaires, qu'ils soient alimentés ou non, et sont similaires à la linéarité du TDC de référence. La linéarité du TDC n° 1 est donnée en exemple sur la **Figure 3.30**. Les linéarités des TDC ne varient pas significativement. Cependant, le retard induit par les câbles utilisés pour connecter tous les éléments varie à chaque palier, ce qui provoque un offset. Néanmoins, cet offset existe également pour le TDC de référence.

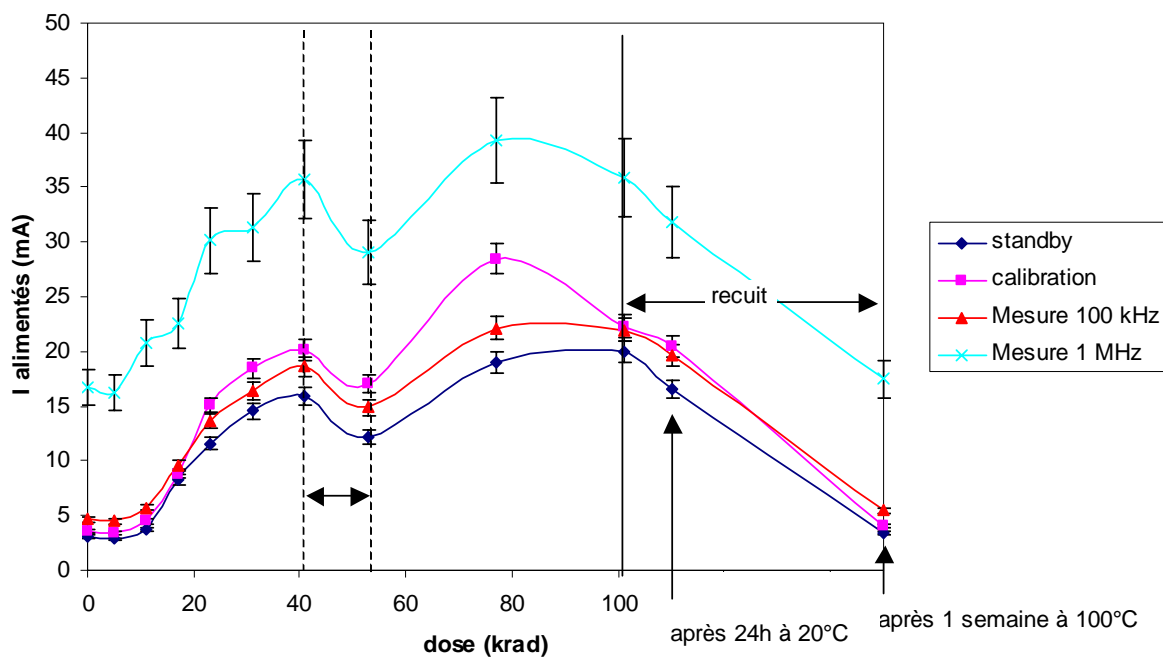


Figure 3.31 : Consommation des TDC alimentés.

Le débit de dose était de 0.005 rad/s entre les lignes pointillées

La consommation des TDC est mesurée avec une pince ampèremétrique. La mesure n'est pas très précise à 1 MHz, mais permet de voir la tendance générale d'évolution. La consommation

des TDC alimentés pendant l'irradiation est représentée à la **Figure 3.31**. Elle est stable en dessous de 10 krad, puis augmente de la même façon pour tous les modes et fréquences de mesure. Entre 41 et 53 krad – quand le débit de dose était de 0.005 rad/s – la consommation diminue, ce qui traduit une guérison des TDC. La **Figure 3.32** montre que la consommation augmente de manière logarithmique en fonction de la dose reçue (à débit de dose constant)

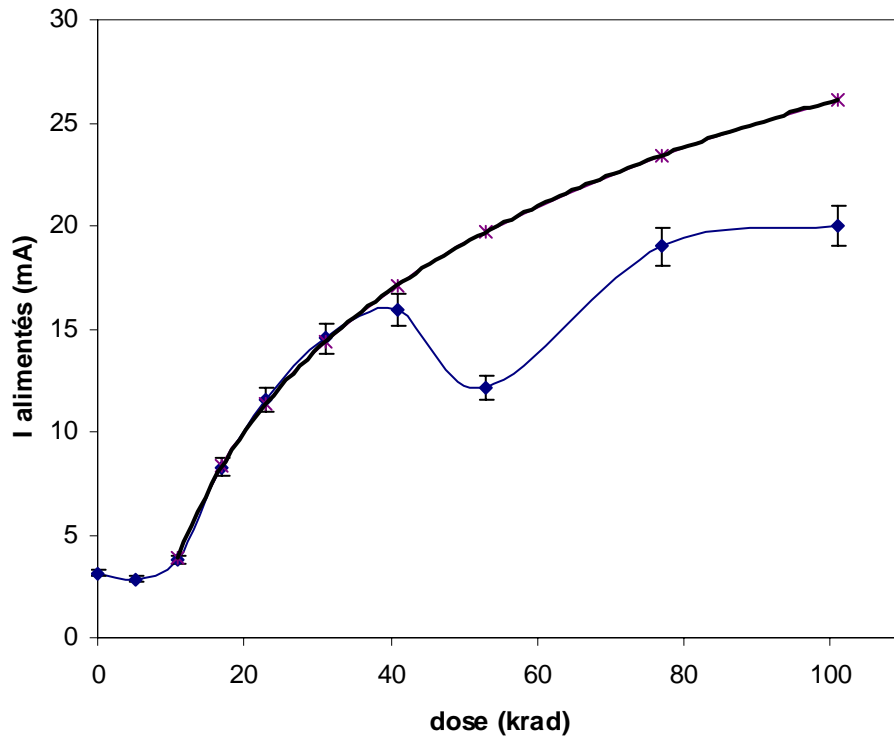


Figure 3.32 Fit logarithmique de la consommation en mode standby

A 100 krad, la consommation a augmenté d'un facteur 4 par rapport à la consommation pré-irradiation (~20 mA contre ~5 mA). Après recuit, la consommation redevient équivalente à celle pré-irradiation.

La **Figure 3.33** montre que la consommation des TDC non alimentés pendant l'irradiation ne varie pas en fonction de la dose reçue.

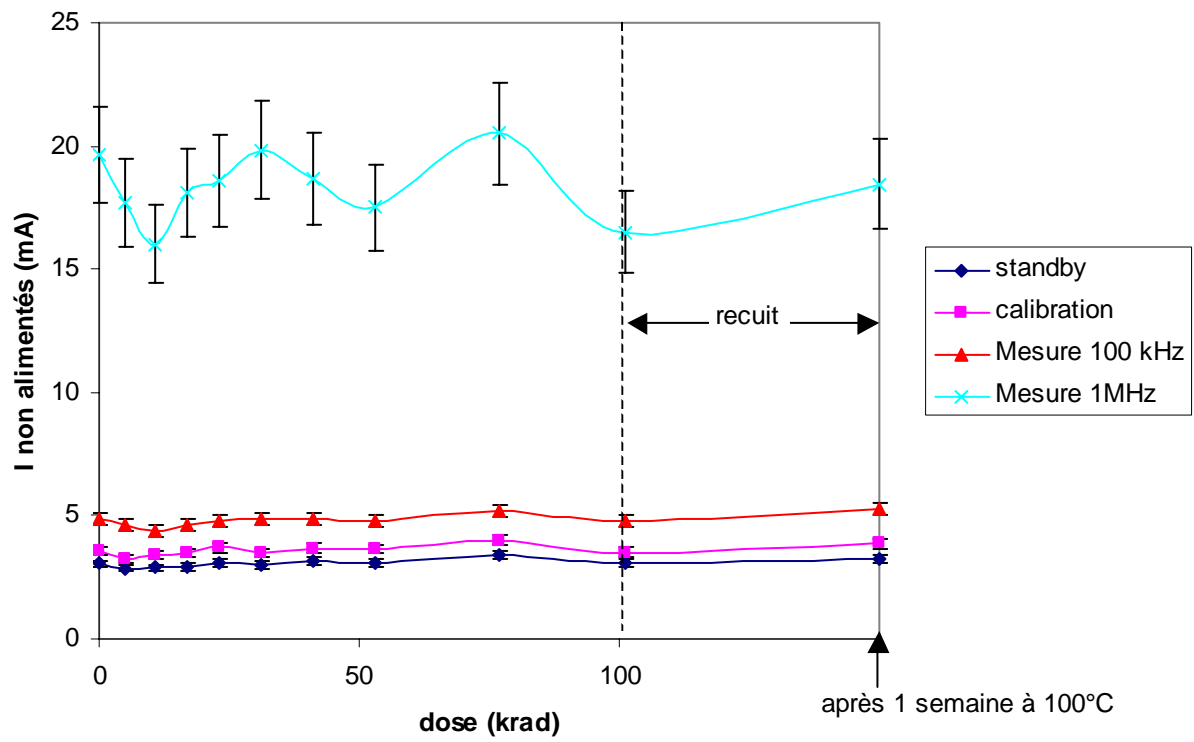


Figure 3.33 : Consommation des TDC non alimentés pendant l'irradiation

3.3 Détermination des positions, coïncidences et comptages

L'électronique de comptage, de détermination des positions et de coïncidence a été développée et implantée dans un FPGA. Ce module doit fournir, pour chaque particule détectée, la position des secteurs d'anode où le START et le STOP sont arrivés. Il doit également effectuer la coïncidence de position entre le START et le STOP pour vérifier que le temps de vol mesuré correspond bien à une particule et non à des impulsions parasites. Les signaux qui doivent être traités sont des impulsions logiques 0-5 V négatives de 80 ns de large. Il faut en premier lieu verrouiller les positions d'arrivée du START puis du STOP pour pouvoir effectuer la coïncidence. En effet, quand le STOP est détecté, le signal de START est généralement déjà repassé à 1, ce qui perd l'information sur la position de ce START. De plus, dans cette configuration, les positions du START et du STOP peuvent être encodées simultanément, ce qui simplifie le traitement. Le comptage des particules et des coïncidences permet de calculer les fonctions de distribution du plasma ainsi que les efficacités de détection de l'instrument.

Le système est composé des modules suivants :

- un module qui détecte l'arrivée des STARTS et verrouille la sortie correspondante
- un module qui détecte l'arrivée des STOPS et verrouille la sortie correspondante
- un module d'encodage des positions
- un module de coïncidences
- un module de comptage

Il a été décidé de concevoir le système pour 16 secteurs de START et 4 secteurs de STOP. Néanmoins, un tel système est très facilement adaptable pour un nombre différent de secteurs.

3.3.1 Modules de verrouillage des STARTS et des STOPS

Ces modules sont réalisés avec des bascules de stockage (storage latch). Il y a une bascule pour chaque entrée START (respectivement STOP). Ces bascules sont gérées par une bascule de commande qui autorise ou non le déclenchement des bascules de stockage. Quand un START arrive, la sortie de la bascule correspondante passe à 1 puis la bascule de commande des STARTS interdit l'encodage des STARTS et autorise l'encodage des STOPS

(le signal ENABLE passe à 1). Quand un STOP arrive, la sortie de la bascule correspondante passe à 1 puis la bascule de commande des STOPS interdit l'encodage des STOPS. Si un signal de timeout arrive, c'est à dire si aucun STOP n'est arrivé pendant la fenêtre de mesure, les bascules sont remises dans leur configuration par défaut, qui est l'attente d'un START. Les bits correspondant à la position du START et du STOP sont donc verrouillés à 1, ce qui simplifie l'encodage.

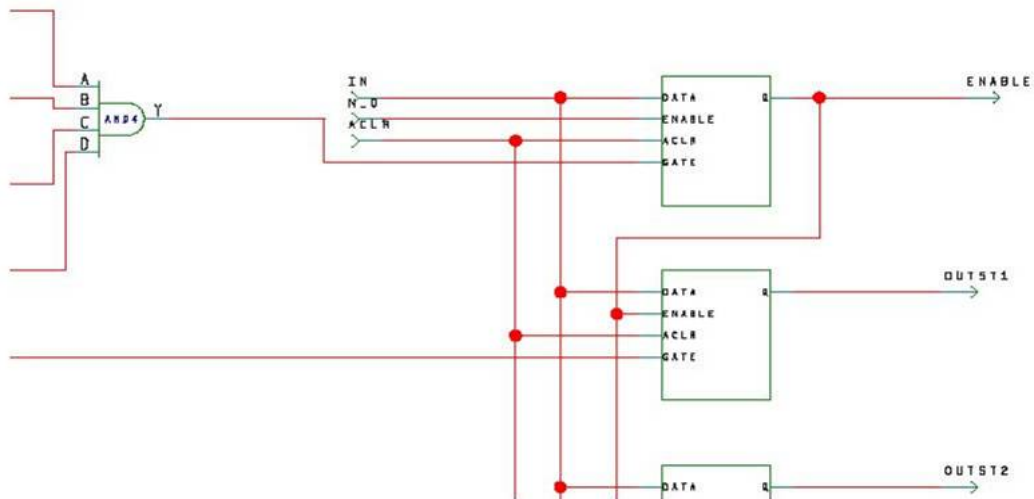


Figure 3.34 : Module de verrouillage des STARTS

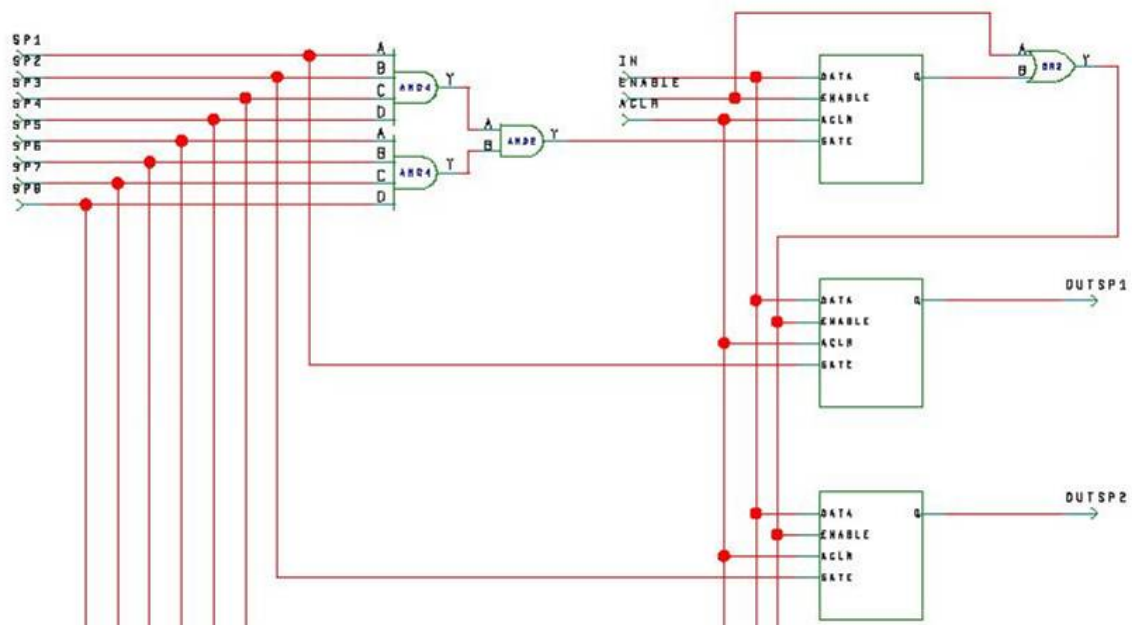


Figure 3.35 : module de verrouillage des STOPS

3.3.2 Module d'encodage des positions

L'encodage des positions est déclenché par le passage à 1 du signal INTFLAG venant du TDC, qui signale un temps de vol valide. En fonction de la position du START et du STOP, un mot de 4 bits pour la position de START (16 positions) et un mot de deux bits pour la position de STOP (4 positions) sont générés. On génère également les valeurs nécessaires aux coïncidences. En effet, la coïncidence doit être valide si les deux bits de poids fort de la position de START (MSB_ST) et la position de STOP (SP_POS) sont identiques, mais également si le START a été détecté dans un secteur voisin de celui du STOP (par exemple si le START est détecté en 0011 et le STOP en 01). Pour cela, on génère un mot de deux bits (ST_POS_coïncidence) pour les secteurs de START qui jouxtent deux secteurs de STOP. Quand l'encodage est effectué, un signal de remise à zéro est envoyé aux bascules de verrouillage pour les remettre en mode « attente d'un START ».

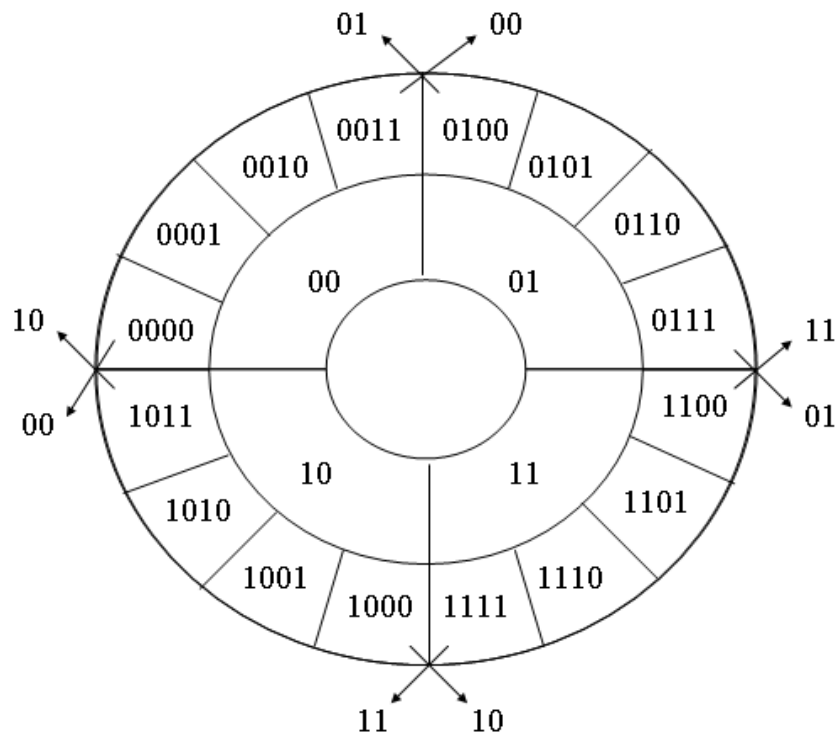


Figure 3.36 : Sectorisation du plan de détection pour les coïncidences

3.3.3 Module de coïncidence

Ce module génère la valeur 1 si la coïncidence est valide ou la valeur 0 si elle n'est pas valide. Il obéit à l'équation logique suivante :

$$\text{Coïncidence} = \overline{(SP_POS \text{ xor } MSB_ST) \text{ and } (SP_POS \text{ xor } ST_POS_coincidence)}$$

Cette valeur sert à ne garder que les temps de vol qui sont associés à une coïncidence de position valide et permet d'éliminer les temps de vol provoqués par des impulsions parasites (par exemple si le START correspond à un ion lourd et le STOP à un ion léger). La sectorisation du plan de détection, présentée sur la **Figure 3.36**, est légèrement différente de celle présentée dans la **Figure 2.6** (les secteurs 10 et 11 sont intervertis) pour simplifier l'équation logique de coïncidence.

3.3.4 Module de comptage

Ce module permet d'effectuer les comptages suivants :

- nombre total de STARTS
- nombre total de STOPS
- nombre de temps de vol valides (qui sont dans le fenêtre de mesure, sans tenir compte de la position)
- nombre de coïncidences de position valides

Ces comptages permettent de calculer le flux d'ions et les différentes efficacités de détection (cf. paragraphe 2.2.4).

Le chronogramme du système de coïncidence est représenté sur la **Figure 3.37**. Quand le signal INTFLAG passe à 1, la position du premier START qui est détecté et celle du premier STOP détecté après le START sont encodées et la valeur du bit de coïncidence est calculée.

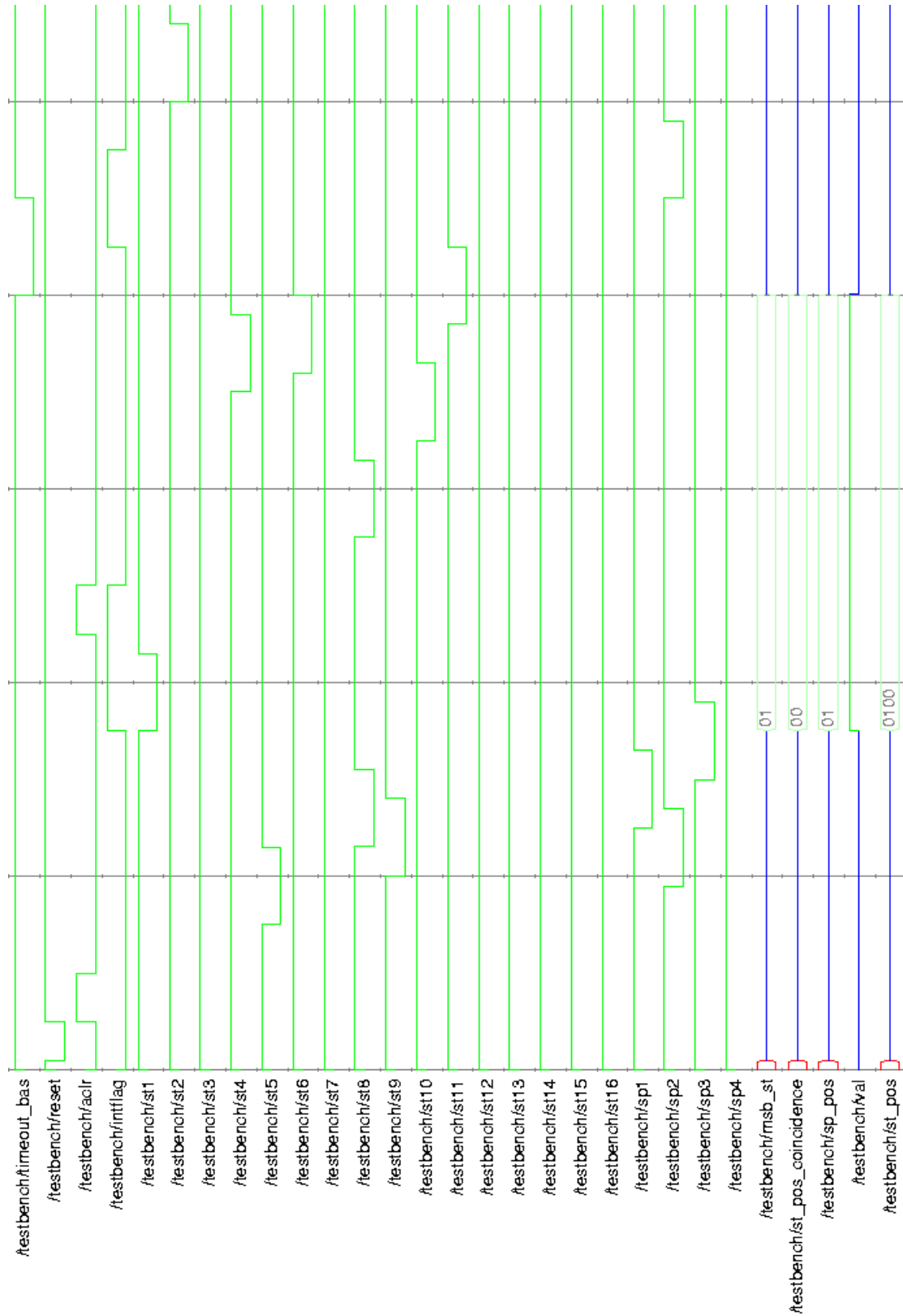


Figure 3.37 : Chronogramme du système de coïncidences

3.4 Conclusion

Nous avons détaillé les différents modules de la chaîne de mesure : l'amplificateur-discriminateur qui a été développé, le convertisseur temps-numérique et son électronique de contrôle et l'électronique de détermination des positions et des coïncidences.

Le circuit amplificateur-discriminateur est basé sur le principe de la mise en forme du signal par une ligne à retard en court circuit. Il est implanté sur une petite carte hybride et présente une faible dispersion en temps (~ 400 ps) et une faible consommation (15 mW). Il a été testé avec succès aux radiations jusqu'à 100 krad sans constater de variation de ses performances et de sa consommation. On peut raisonnablement penser que ce circuit supporterait également des doses supérieures (jusqu'à 300 krad). Il a également été testé avec la section de temps de vol de l'instrument STEREO/PLASTIC et a donné des résultats meilleurs que la chaîne de mesure constituée de tiroirs NIM utilisée en référence.

Le TDC-GP1 et ses modes de fonctionnement ont été détaillés. Ceci nous a permis de développer un module de contrôle de ce TDC que nous avons implanté dans un FPGA. Ce module permet de configurer le TDC dans ses différents modes de mesure. Ce TDC a également été testé aux radiations jusqu'à 100 krad. Ses performances sont inchangées mais sa consommation augmente en fonction de la dose reçue. Néanmoins, après recuit, la consommation retrouve sa valeur pré-irradiation.

Le module de détermination des positions et des coïncidences a également été développé et implanté dans un FPGA. Il effectue l'encodage de position (qui permet de déterminer la direction d'arrivée de la particule mesurée), le comptage des particules et la coïncidence entre les signaux de START et de STOP (utilisée pour le calcul des efficacités de détection).

La chaîne de mesure développée permet d'envisager le développement et la construction d'un instrument complet pouvant prétendre à de très bonnes résolutions en masse. Le principe et la conception de cet instrument seront détaillées au chapitre 4.

Chapitre 4 : Conception d'un détecteur complet de type « réflectron »

Nous avons monté dans les chapitres précédents comment la dispersion en temps de l'électronique peut être limitée grâce à la chaîne de mesure développée. Néanmoins, les dispersions en angle et en énergie des ions à la sortie de la feuille de carbone limitent la résolution en masse du spectromètre. Pour améliorer cette résolution, il faut soit diminuer les dispersions en angle et en énergie, soit supprimer les effets de ces dispersions.

Pour diminuer les dispersions, deux solutions sont possibles : on peut soit augmenter les tensions de post-accélération, soit diminuer l'épaisseur de la feuille de carbone.

Des simulations TRIM de la perte en énergie à la traversée d'une feuille de carbone de $2,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur pour des ions O^+ de différentes énergies ont été effectuées. L'énergie de la particule à l'entrée de la feuille de carbone est la somme de l'énergie que possède l'ion incident (à la sortie de l'analyseur électrostatique) et de l'énergie apportée par la post-accélération. La **Figure 4.1** représente la répartition statistique de l'énergie résiduelle après la traversée de la feuille. Les pertes en énergie sont sensiblement les mêmes quelle que soit l'énergie incidente.

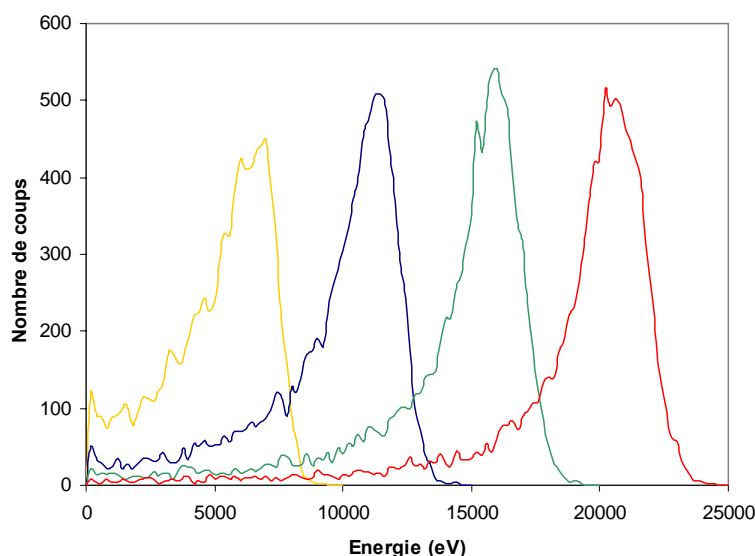


Figure 4.1 : Energie résiduelle des ions après la traversée d'une feuille de carbone ($2,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour différentes énergies incidentes (10, 15, 20 et 25 keV)

La perte en énergie moyenne (c'est à dire l'énergie incidente moins l'énergie résiduelle la plus probable) est représentée sur la **Figure 4.2** : elle dépend linéairement de l'énergie incidente, mais varie peu en fonction celle-ci. La répartition de la perte en énergie (i.e. la largeur du pic à mi-hauteur) ne varie pas en fonction de l'énergie incidente.

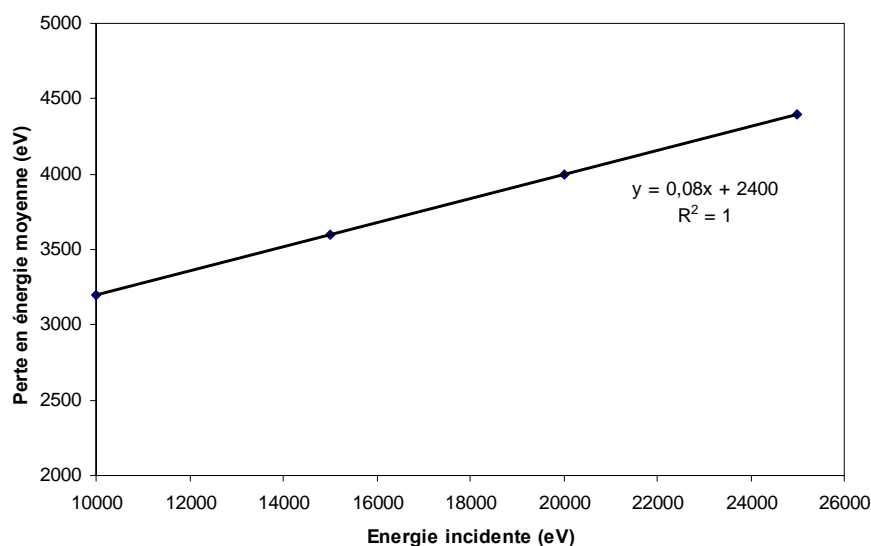


Figure 4.2 : Perte en énergie moyenne en fonction de l'énergie incidente. R^2 est le coefficient de régression de la courbe de tendance

La répartition statistique de l'énergie résiduelle des ions après la traversée de la feuille pour des épaisseurs de feuille de carbone comprises entre 0,5 et 3 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ et pour une énergie incidente de 15 keV est représentée sur la **Figure 4.3**. La perte en énergie moyenne augmente proportionnellement à l'épaisseur de la feuille de carbone (**Figure 4.4**).

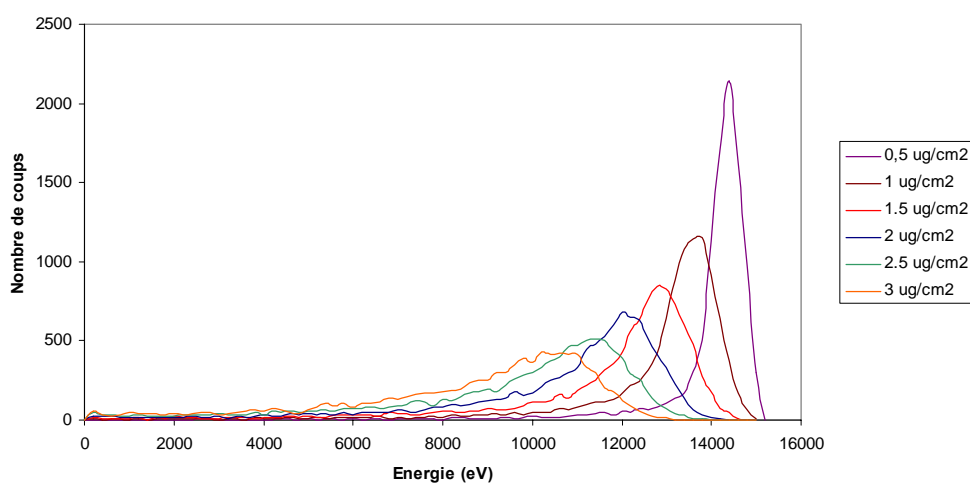


Figure 4.3 : Énergie résiduelle des ions pour différentes épaisseurs de feuille de carbone (de 0,5 à 3 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) avec une énergie incidente de 15 keV

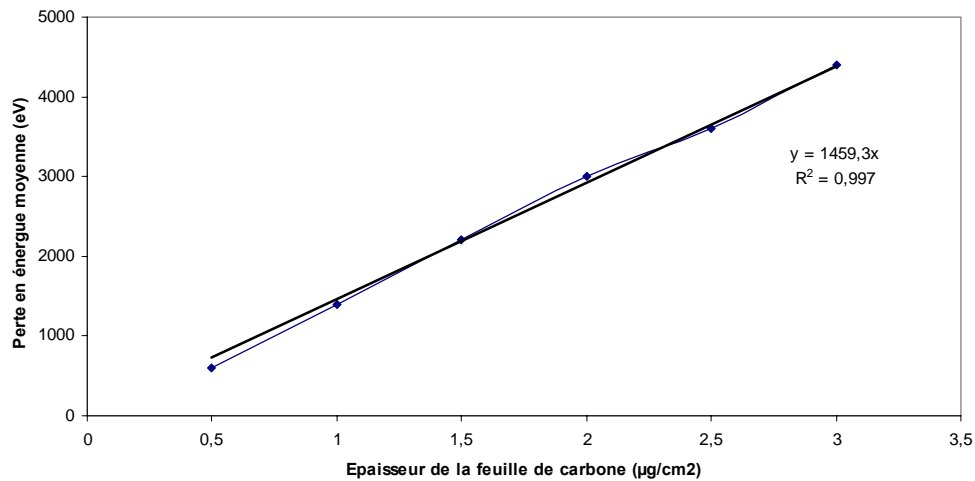


Figure 4.4 : Perte en énergie moyenne en fonction de l'épaisseur de la feuille de carbone. R^2 est le coefficient de régression de la courbe de tendance

La perte en énergie dépend donc principalement de l'épaisseur e de la feuille de carbone : $\Delta E = f(e)$. Si on augmente la post-accélération, et donc l'énergie à l'entrée de la feuille de carbone, on augmente le rapport $\frac{E}{\Delta E}$ et donc le rapport $\frac{m}{\Delta m}$ qui lui est directement proportionnel.

Les dispersions en angle diminuent quand l'énergie augmente et augmentent avec l'épaisseur de la feuille de carbone (cf. **Figure 4.5** et **Figure 4.6**). L'angle moyen de déviation est de 10 à 15°.

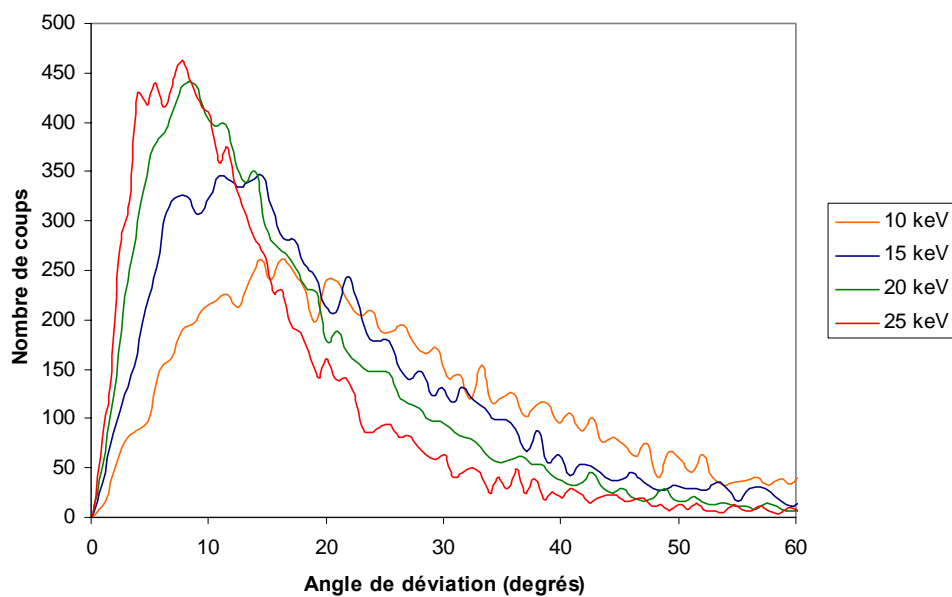


Figure 4.5 : Dispersion en angle pour différentes post-accélérations (épaisseur de la feuille de carbone : 2,5 µg/cm²)

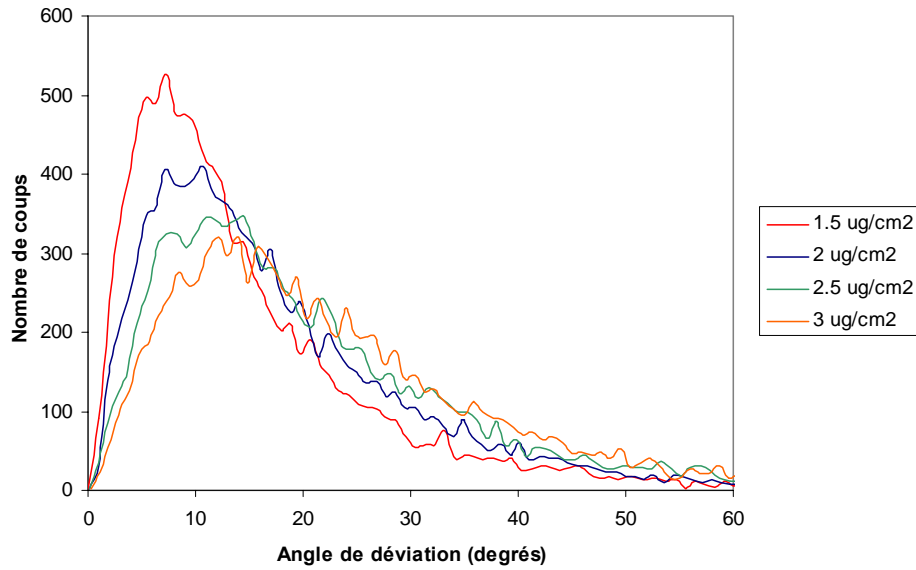


Figure 4.6 : Dispersion en angle en fonction de l'épaisseur de la feuille de carbone
(énergie incidente : 15 keV)

L'augmentation des tensions de post-accélération pose un certain nombre de problèmes technologiques. En effet, les tensions au delà de 15 kV deviennent complexes à manipuler et les risques de claquage augmentent.

La diminution de l'épaisseur des feuilles de carbone pose des problèmes de tenue mécanique. En effet, plus la feuille de carbone est fine, plus le pas de la grille qui la supporte doit être faible, ce qui diminue la transmission de la grille. Avec des grilles ayant 90% de transparence, une épaisseur de 2 à 2,5 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ semble raisonnable (cf. [McC04]).

Finalement, les dispersions en angle et en énergie ne peuvent être minimisées que jusqu'à un certain point, ce qui limite la résolution en masse d'un instrument à temps de vol linéaire. En effet la résolution en masse est :

$$\Delta\left(\frac{M}{q}\right)/\frac{M}{q} = \sqrt{\left(\Delta\left(\frac{E}{q}\right)/\frac{E}{q}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta d}{d}\right)^2}.$$

Le dispersion en énergie $\frac{\Delta(E/q)}{E/q}$ dépend principalement de la perte en énergie que subit la particule à la traversée de la feuille de carbone (la résolution en énergie de l'analyseur électrostatique n'intervient que faiblement).

Le terme $\frac{\Delta t}{t}$ est la dispersion en temps de l'électronique, qui est minimisée par la chaîne de mesure développée.

L'erreur sur la distance de vol $\frac{\Delta d}{d}$ dépend principalement de la dispersion en angle dans la feuille de carbone. Si on considère un angle moyen de déviation α , la distance parcourue par l'ion vaut $\frac{d}{\cos\alpha}$ et l'erreur sur la distance parcourue vaut $\Delta d = \frac{d}{\cos\alpha} - d$. On obtient finalement $\frac{\Delta d}{d} = \frac{1 - \cos\alpha}{\cos\alpha}$.

Il est donc illusoire de vouloir construire un spectromètre à temps de vol direct ayant une résolution en masse $\frac{m}{\Delta m}$ très importante en utilisant des tensions de post-accélération et des épaisseurs de feuilles de carbone raisonnables.

L'augmentation de la résolution en masse passe par la suppression des effets de ces dispersions. Il est possible, en faisant passer les ions à la sortie de la feuille de carbone dans un champ électrique qui les décélère, de rendre leur temps de vol indépendant de leur énergie et donc s'affranchir de la dispersion en énergie. On peut tirer parti de la fraction des ions qui ressortent positifs de la feuille de carbone en les réfléchissant. Cependant, comme décrit dans [Gon95] et [Kal95], cette fraction est le plus souvent faible par rapport au nombre d'ions qui deviennent neutres à la traversée de la feuille de carbone.

4.1 Principe du réflectron

Le principe du réflectron est présenté sur la **Figure 4.7**. Les ions sortent de la feuille de carbone avec une énergie $E \pm \Delta E$. Ils pénètrent dans le réflectron et sont ralentis par le champ électrique, qui est dirigé dans le sens opposé à celui de leur direction de propagation. Plus leur énergie est élevée, plus ils pénètrent profondément dans le réflectron avant d'être réfléchis : l'ion représenté en noir sur la figure, d'énergie $E + \Delta E$, va plus loin que l'ion bleu d'énergie $E - \Delta E$. L'ion d'énergie $E + \Delta E$ parcourt une trajectoire plus longue que l'ion d'énergie $E - \Delta E$, mais comme sa vitesse est plus élevée, les deux ions arrivent en même temps sur la MCP, où ils sont détectés.

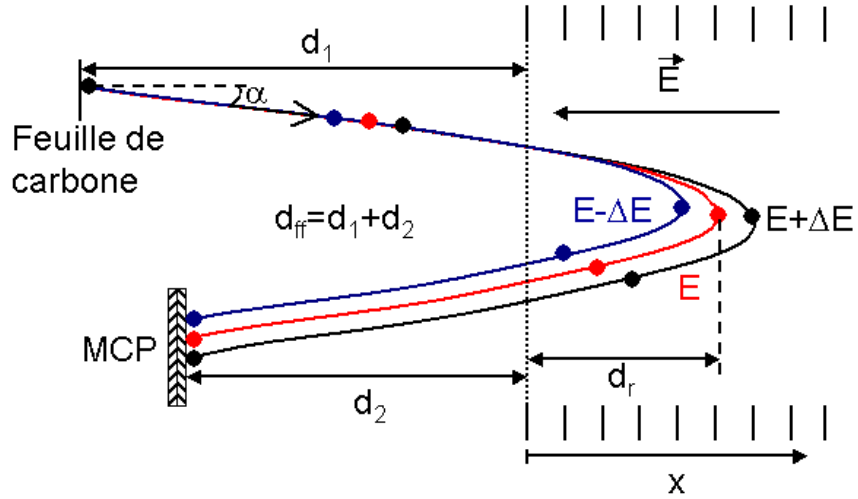


Figure 4.7 : Principe du réflectron

Dans l'espace de dérive, le champ électrique est imposé à l'aide d'électrodes annulaires qui sont polarisées à des tensions bien définies. Le potentiel appliqué dans le réflectron par ces électrodes varie donc en fonction de la position x et est noté $V_r(x)$.

Les premiers réflectrons de laboratoire ont été développés dans les années 60, entre autres par Mamyrin ([Mam01]). Le concept a ensuite été utilisé pour des instruments spatiaux en utilisant des champs approximatés (par exemple l'instrument CELIAS-MTOF, décrit dans [Hov95]) ou un champ linéaire (par exemple les instruments CAPS [McC98b], [You04] puis PEPE [You00]).

4.2 Etude analytique du réflectron

Le potentiel qui définit le champ électrique qui réfléchit les ions peut avoir différents profils : il peut être soit linéaire ($V_r(x)=ax$), soit quadratique ($V_r(x)=ax^2$), soit polynomial ($V_r(x)=ax^2 + bx$), x étant la coordonnée à partir de l'entrée du réflectron dans la direction de propagation des ions.

Le réflectron est composé de deux zones différentes : une zone de dérive de longueur d_{ff} où le champ électrique est nul, et une zone de réflexion de longueur d_r où le champ électrique est opposé à la direction de propagation des ions comme illustré sur la **Figure 4.7**.

Pour un potentiel linéaire de la forme $V_r(x) = \frac{V_r}{d_r} x$, on montre que le temps de vol est indépendant des petites variations de l'énergie si $d_{ff} = 4d_r$. Dans ce cas, le temps de vol s'écrit :

$$t = 8d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \quad (4-a)$$

(cf. démonstration en appendice B). Cette configuration implique néanmoins que les ions aient un parcours relativement long, ce qui est incompatible avec un instrument compact. En effet, il est difficile de disposer d'une zone de réflexion de moins de 5 cm de long, ce qui implique une zone de dérive de 20 cm et donc une longueur totale du réflectron de 15 cm au minimum (la zone de dérive peut être parcourue par les ions dans les deux sens, une fois avant la zone de réflexion et une fois après).

Pour un potentiel quadratique de la forme $V_r(x) = \frac{V_r}{d_r^2} x^2$, on montre que le temps de vol dans le champ décélérateur s'écrit :

$$t_r = \pi d_r \sqrt{\frac{m}{2neV_r}} \quad (4-b)$$

(cf. démonstration en appendice C). Il ne dépend plus de l'énergie de l'ion incident. Ceci implique de supprimer la zone de dérive, ce qui complique notamment la focalisation et la détection des électrons secondaires. De plus, il est impossible d'obtenir un champ parfaitement quadratique. En effet, les lignes de champ s'écartent les unes des autres quand on est loin des électrodes qui définissent les conditions aux limites du champ.

Si on applique un potentiel qui évolue de façon quadratique sur les électrodes, on obtient un champ polynomial sur le trajet de l'ion.

Ce potentiel est de la forme $V_r(x) = ax^2 + bx$. On montre que le temps de vol est indépendant de l'énergie sous certaines conditions (cf. démonstration en appendice D). On obtient :

$$t = \pi \sqrt{d_r(d_{ff} + d_r)} \sqrt{\frac{m}{2neV_r}} \quad (4-c)$$

Le temps de vol ne dépend plus de l'énergie si le champ est de la forme :

$$V_r(x) = \frac{V_r}{d_r(d_{ff} + d_r)} x^2 + \frac{d_{ff} V_r}{d_r(d_{ff} + d_r)} x \quad (4-d)$$

d_d étant la longueur de la zone de dérive, d_r la longueur de la zone de réflexion et V_r la tension appliquée à l'extrémité du réflectron.

4.3 Concept de l'instrument développé

Le principe de base est identique à celui des instruments à temps de vol direct décrit au paragraphe 1.3. Les ions sont d'abord sélectionnés en énergie par charge par un analyseur électrostatique. Ils sont ensuite post-accélérés et franchissent la feuille de carbone. Les électrons secondaires produits sont défléchis et focalisés à la sortie de la feuille de carbone puis détectés par une galette de microcanaux. Les ions qui ressortent neutres et négatifs de la feuille de carbone sont détectés sur une MCP située au fond du réflectron. Les ions positifs sont réfléchis puis détectés sur une MCP située au niveau de l'entrée du réflectron.

L'instrument développé doit corriger les dispersions en énergie tout en restant relativement compact. On utilise donc un potentiel polynomial. Ce potentiel est défini en appliquant un potentiel qui évolue de façon quadratique sur des électrodes annulaires d'épaisseur 0,75 mm et distantes de 3,5 mm. Les ions réfléchis doivent être collectés sur une galette de microcanaux située hors de l'axe d'entrée des ions dans le réflectron. La direction du champ électrique doit donc former un angle avec la trajectoire moyenne des ions. Dans l'instrument CAPS, représenté sur la **Figure 4.8**, la sortie de l'analyseur est inclinée par rapport à l'axe de symétrie de l'instrument (l'angle mesuré à partir du haut entre l'axe de symétrie de l'analyseur et la sortie est supérieur à 90°) et les ions sont réfléchis vers l'intérieur. Néanmoins, la présence d'une MCP et de l'électronique associée à l'intérieur de l'analyseur rend très complexe la conception mécanique. Nous avons donc décidé de réfléchir les ions vers l'extérieur. Avec un champ électrique parallèle à l'axe de symétrie de l'instrument, il faudrait que l'angle σ de l'analyseur (voir paragraphe 1.3.1) soit différent de sa valeur optimale, ce qui ferait perdre ses propriétés de focalisation au top-hat. La solution passe par l'inclinaison du champ électrique par rapport à l'axe de symétrie. Le champ est défini par deux séries d'électrodes annulaires concentriques. Les électrodes portées au même potentiel ne sont pas à la même hauteur, la différence de hauteur permet de définir l'angle du champ électrique par rapport à l'axe de symétrie de l'instrument. La **Figure 4.9** présente une vue en coupe du concept de l'instrument développé.

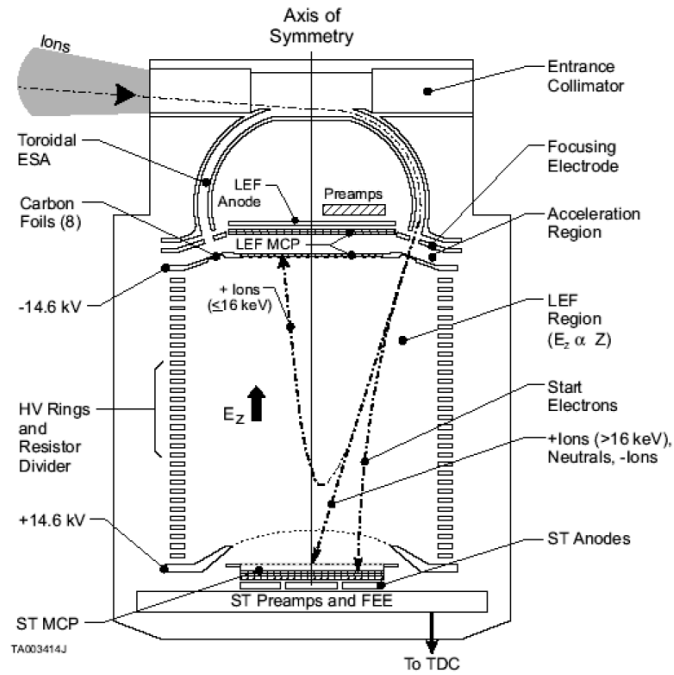


Figure 4.8 : Coupe de l'instrument CAPS (tiré de[You04])

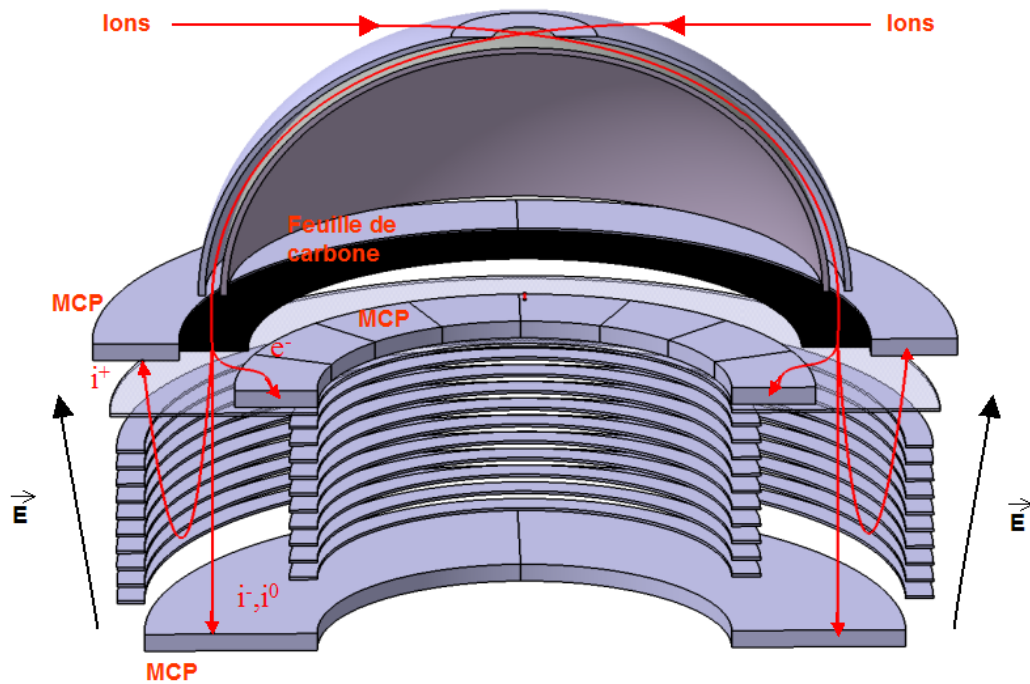


Figure 4.9: Concept de l'instrument développé (vue en coupe)

Les ions de même masse qui sortent de la feuille de carbone avec une dispersion en énergie relativement importante et qui sont réfléchis par le réflectron ont à priori le même temps de vol.

Quand les pertes en énergie sont bien corrigées, les dispersions en angle deviennent prédominantes dans l'erreur sur le temps. De plus, ces dispersions induisent une dispersion spatiale sur la MCP de collection des ions positifs. La taille de cette MCP étant finie, la dispersion se traduit par une diminution de l'efficacité de collection des ions positifs. Il faut donc chercher à corriger les dispersions en angle à la sortie de la feuille de carbone. Ceci peut être réalisé au moyen d'une lentille convergente. En effet, la dispersion des points d'impact des ions sur la MCP dépend principalement des dispersions en angle avant que l'ion ne soit réfléchi.

Une coupe de l'instrument est présentée sur la **Figure 4.10**. A la sortie de la feuille de carbone, les électrons secondaires émis sont déviés par le système formé par la grille 1, l'électrode 1 et sont détectés par la MCP 1. Les ions traversent la grille 1, sont focalisés par la lentille convergente formée par les grilles 1 et 2 et les électrodes 2 et 3. Ils rentrent ensuite dans le réflectron par la grille 2. Les particules neutres et négatives sont détectées par la MCP 3, les ions positifs sont réfléchis et détectés par la MCP 2.

L'instrument a été simulé avec le logiciel d'optique électrostatique SIMION pour déterminer et optimiser les profils de champ électrique et les trajectoires des particules (neutres, ions positifs, négatifs et électrons).

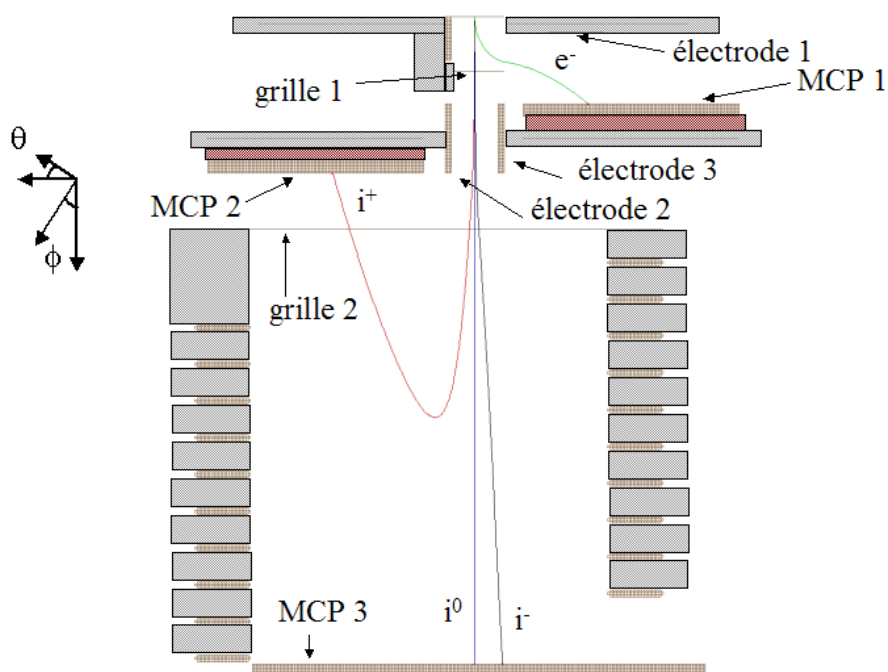


Figure 4.10 : Coupe détaillée de la partie « temps de vol » de l'instrument

Nous allons maintenant détailler les différentes parties de l'instrument : la zone de réflexion, la lentille convergente et la zone de focalisation des électrons.

4.3.1 Champ électrique polynomial incliné

Le champ électrique est défini par une série de vingt électrodes annulaires (dix à l'intérieur et dix à l'extérieur) portées à des potentiels qui évoluent de façon quadratique en fonction de la distance mesurée à partir de l'entrée du réflectron. Les électrodes intérieures sont situées plus haut que les électrodes extérieures, ce qui permet d'incliner le champ électrique vers l'extérieur. L'entrée du réflectron est constituée par une grille (grille 2) portée à la tension de post-accélération (de 0 à -15 kV), le fond du réflectron est constitué par la MCP de détection des particules neutres et négatives (MCP3). L'avant de cette MCP est porté au potentiel de réflexion (de 0 à 15 kV). Le potentiel de chaque électrode est défini par un pont diviseur qui permet de conserver le profil du champ quelles que soient les tensions appliquées aux deux extrémités. Les tensions appliquées sur chaque électrode ont été déterminées de façon semi-empirique à l'aide de SIMION [Sim7] pour obtenir la meilleure focalisation en temps. Le potentiel quadratique appliqué sur les électrodes a été optimisé par itération, le critère d'optimisation étant la largeur à mi hauteur du pic de l'ion O^+ . La forme des équipotentielles déterminée par la simulation est illustrée par la **Figure 4.11**. Les valeurs du potentiel suivant les coupes A, B et C, c'est à dire près des électrodes pour les coupes A et C et sur le trajet de l'ion pour la coupe B sont représentées sur la **Figure 4.12**. Le potentiel varie de façon polynomiale sur le trajet de l'ion : $V_r(x) = ax^2 + bx$. On obtient un potentiel sur les électrodes qui varie comme un polynôme à l'ordre 3.

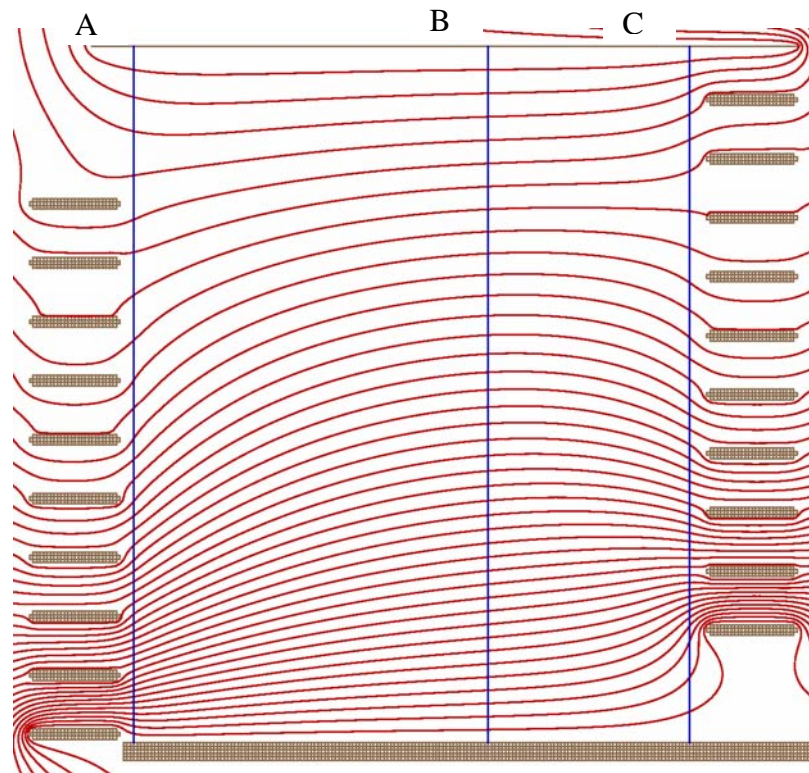


Figure 4.11 : Position des équipotentiels dans la zone de réflexion. La distance entre la grille d'entrée, portée à -15 kV et le fond du réflectron, porté à $+15\text{ kV}$, est de 5 cm .

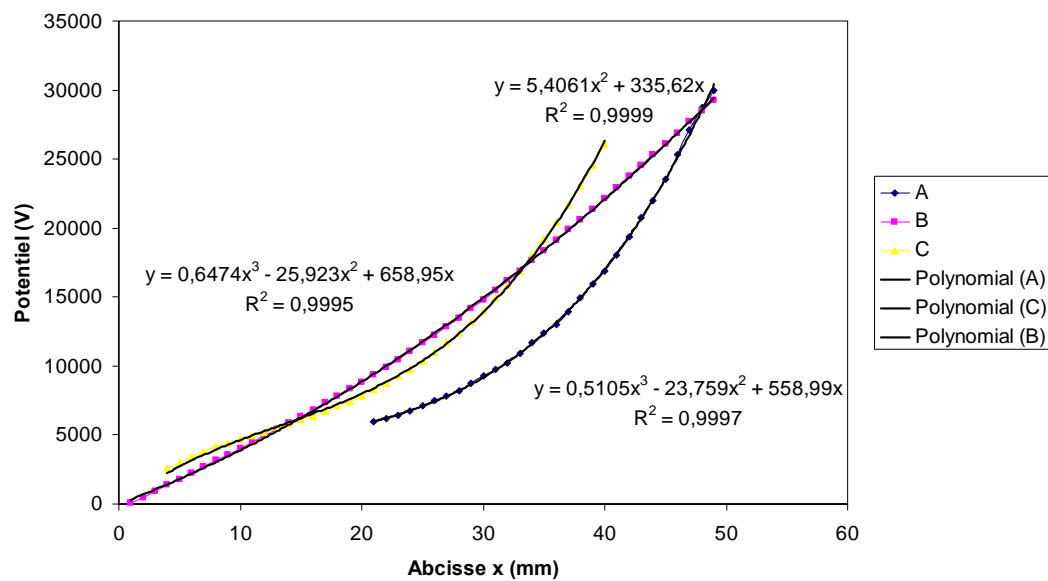


Figure 4.12 : Profils des champs selon les coupes A, B et C

On obtient donc par simulation un potentiel sur le trajet de l'ion de la forme : $V_r(x) = 5,41x^2 + 335x$. On peut calculer ce potentiel de façon analytique avec l'équation 4-d donnée au paragraphe 4.2. En prenant les mêmes tensions et dimensions que dans la simulation, soit une tension aux bornes du réflectron $V_r = 30000\text{ V}$, une longueur du réflectron

$d_r=49mm$ et une longueur de la zone de dérive $d_{df}=59mm$, on obtient $V_r(x)=5,66x^2+334x$. La solution analytique est en bon accord avec le profil de potentiel donné par SIMION.

4.3.2 Lentille convergente

Pour corriger les effets de la dispersion en angle que subissent les ions à la traversée de la feuille, une lentille d'Einzel focalise les ions selon l'élévation du détecteur (angle ϕ). Une coupe de cette lentille est représentée sur la **Figure 4.13**. Les deux éléments extérieurs de la lentille sont les grilles 1 et 2, qui sont portées au potentiel de post-accélération. L'élément central est constitué des électrodes 2 et 3 qui sont concentriques et portées à une tension plus élevée que la tension appliquée sur les grilles 1 et 2. La grille 2 sert également de grille d'entrée au réflectron. Quand les ions positifs pénètrent dans la lentille, ils sont d'abord ralentis puis sont réaccélérés, ce qui permet de les focaliser.

L'effet de la focalisation est représenté sur la **Figure 4.14**. Quand les ions ne sont pas focalisés, le cône d'acceptance, c'est à dire l'élévation avec laquelle les ions peuvent sortir de la feuille en étant détectés par la MCP, est relativement petit ($-2<\phi<+8^\circ$). Lorsqu'ils sont focalisés, celui-ci devient beaucoup plus grand ($-11<\phi<+10^\circ$), ce qui permet de détecter beaucoup plus d'ions sur la MCP. La lentille convergente joue aussi favorablement sur la dispersion en temps : pour une même distribution d'ions à la sortie de la feuille de carbone, la dispersion en temps $\frac{\Delta t}{t}$ mesurée à mi hauteur du pic est de 4% sans la lentille et de 1,6% avec la lentille.

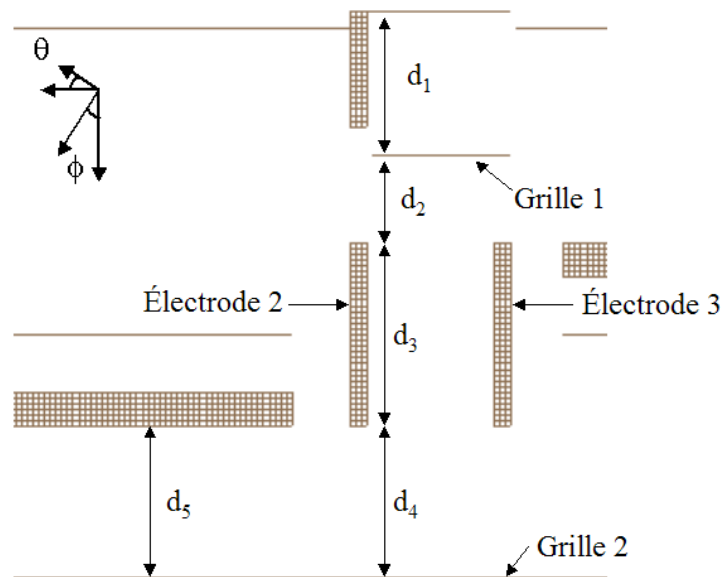


Figure 4.13 : Coupe de la lentille convergente

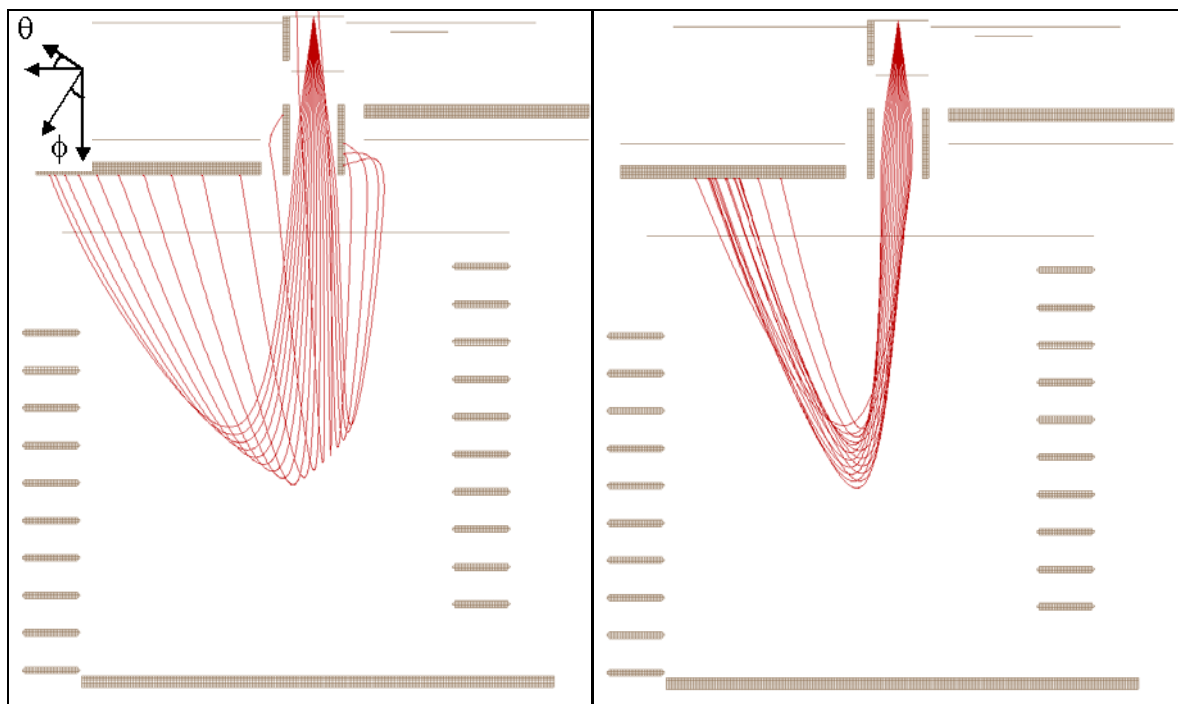


Figure 4.14 : Effet de la lentille convergente sur la dispersion des ions. Les électrodes 2 et 3 sont à la même tension que les grilles 1 et 2 sur la figure de gauche et sont à une tension plus élevée sur la figure de droite

Il faut également noter que la lentille convergente a un effet sur le temps de vol. En effet, celui-ci est plus long que dans le cas d'une zone de dérive sans aucun champ électrique puisque les ions sont ralentis puis accélérés. On peut calculer la longueur équivalente de la zone de dérive $d_{\text{ff equ}}$ en fonction des différentes dimensions et de la tension appliquée sur la lentille. Cette distance correspond à celle que l'ion pourrait parcourir dans

une zone sans champ pour avoir un temps de vol équivalent à celui qu'il a en traversant la lentille. Ceci permet de se ramener au cas général d'un instrument sans lentille convergente et ainsi de pouvoir utiliser les équations 4-c et 4-d pour le calcul des profils de potentiel et des temps de vol. Le temps de vol des ions dans instrument possédant avec une lentille convergente vaut donc :

$$t = \pi \sqrt{d_r(d_{ff\text{ equ}} + d_r)} \sqrt{\frac{m}{2neV_r}} \quad (4-e)$$

Le profil de potentiel est également donné par :

$$V_r(x) = \frac{V_r}{d_r(d_{ff\text{ equ}} + d_r)} x^2 + \frac{d_{ff\text{ equ}} V_r}{d_r(d_{ff\text{ equ}} + d_r)} x \quad (4-f)$$

La distance de la feuille de carbone à la grille d'entrée de la lentille est notée d_1 , la distance de la grille d'entrée à l'élément intérieur d_2 , la longueur de l'élément intérieur d_3 , la distance de l'élément intérieur à la grille de sortie d_4 . La zone de dérive située entre le réflectron et la MCP de détection des ions positifs est notée d_5 (cf. **Figure 4.13**). Le profil du potentiel dans ces différentes zones est représenté à la **Figure 4.15**.

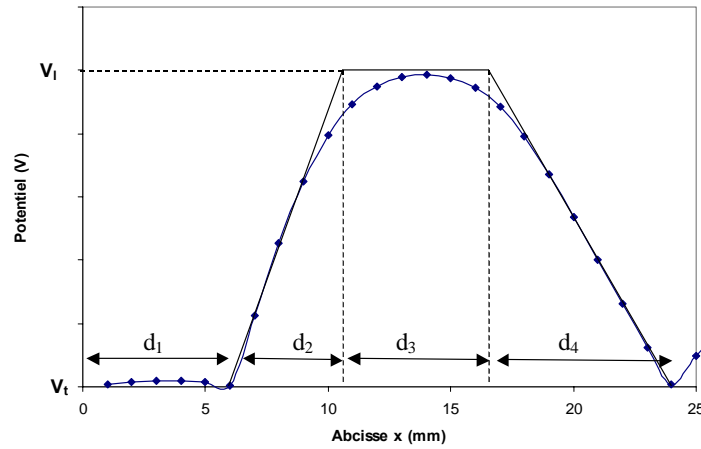


Figure 4.15 : Profil du potentiel dans la lentille

Les potentiels varient de la façon suivante dans la lentille : le potentiel vaut V_t sur les distances d_1 et d_5 , il croît linéairement de V_t à V_1 sur d_2 , il vaut V_1 , potentiel de la lentille, sur d_3 et décroît linéairement de V_1 à V_t sur d_4 . La somme des temps de vol sur ces distances permet d'obtenir le temps de vol dans la zone de dérive t_{ff} (cf. le détail du calcul en appendice E).

Par ailleurs, si ce temps de vol t_{ff} avait lieu dans une zone portée à un potentiel constant V_t on aurait :

$$t_{ff} = d_{ff\,equ} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}},$$

où $d_{ff\,equ}$ est la longueur de la zone de dérive équivalente.

On obtient finalement

$$d_{ff\,equ} = (d_1 + d_5) + 2(d_2 + d_4) \frac{V_t}{V_l} + d_3 \sqrt{\frac{V_t}{V_t - V_l}},$$

avec V_t la tension de post-accélération et V_l la tension appliquée sur la lentille.

Avec, $d_1=6$ mm, $d_2=5$ mm, $d_3=6$ mm, $d_4=7$ mm, $d_5=6,5$ mm, $V_t=-15$ kV et $V_l=-10$ kV, on obtient $d_{ff\,equ}=59$ mm.

La tension appliquée sur la lentille permet également de définir le point de focalisation des ions. Ce point de focalisation doit être situé un peu avant le point de réflexion des ions, qui dépend des tensions appliquées sur le réflectron et de l'énergie de la particule. Cette tension a été déterminée de façon empirique à 20% de la tension appliquée aux bornes du réflectron, ce qui implique que sa valeur maximum est de 6 kV.

4.3.3 Focalisation et collection des électrons

Les électrons secondaires sortent de la feuille de carbone avec une énergie de quelques électrons-volts. Ils sont légèrement accélérés par une tension positive (environ 10V) appliquée sur la grille 1. L'électrode 1, qui est portée au même potentiel que la MCP 1, incline les équipotentiels et forme un profil de champ qui permet de dévier les électrons vers l'intérieur de l'instrument puis de les diriger sur la MCP 1 où ils sont détectés. La forme des équipotentiels est représentée sur la **Figure 4.16**.

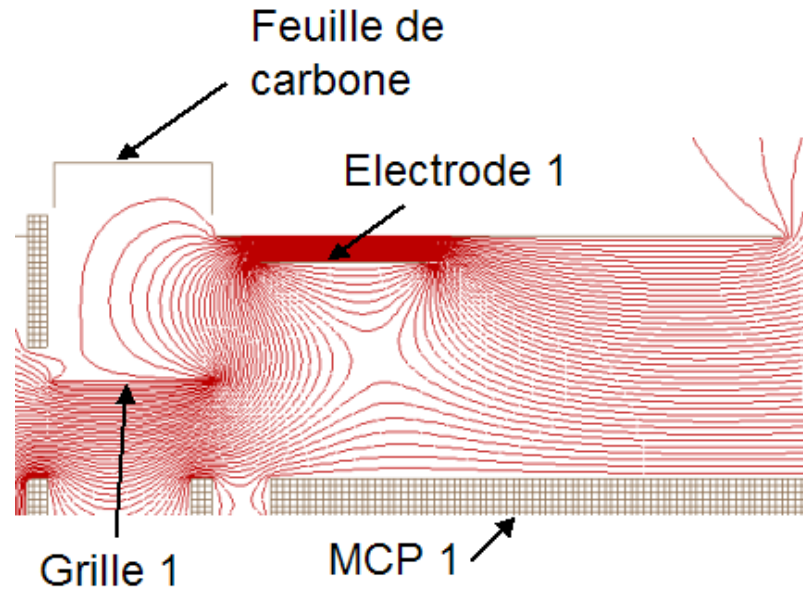


Figure 4.16 : Equipotentiels dans la zone de focalisation et de collection des électrons

Les trajectoires des électrons émis à différents endroits de la feuille de carbone (au centre et aux extrémités) avec une élévation ϕ comprise entre -20° et $+20^\circ$ et une énergie, de gauche à droite de 0,1 eV, 1 eV et 10 eV sont représentées sur la **Figure 4.17**. Les points d'impact des électrons sur la MCP dépendent relativement peu de l'énergie et de l'angle d'émission. Ils dépendent du point d'émission sur la feuille de carbone mais la position des électrodes a été déterminée de façon empirique pour avoir un point d'impact des électrons au voisinage du centre de la MCP quel que soit leur point de sortie de la feuille de carbone.

L'étalement en azimuth des électrons à un effet négligeable : une variation de cet azimuth de -20° à $+20^\circ$ déplace le point d'impact des électrons sur la MCP de 1 mm.

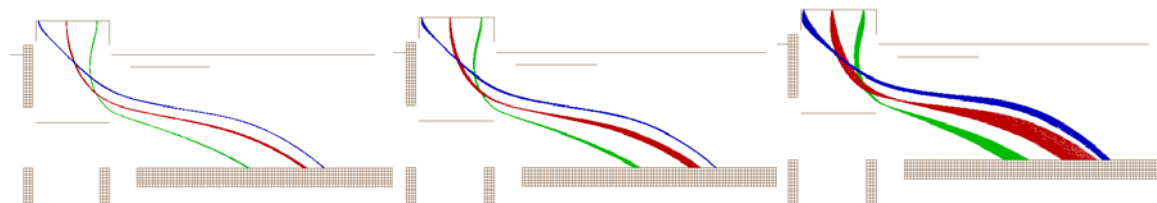


Figure 4.17 : Trajectoires des électrons pour des énergies de 0,1 eV ; 1 eV et 10 eV (de gauche à droite), pour trois points d'émission différents et pour des élévations entre -20° et $+20^\circ$

4.4 Cadre technique

L'instrument peut être dimensionné à la taille voulue par homothétie sans modification de ses caractéristiques. Le facteur limitant principal est la longueur du temps de vol direct. En effet, si celle-ci est trop faible, les temps de vol des ions légers ayant une haute énergie deviennent très courts (quelques nanosecondes) et de ce fait difficilement mesurables. Une longueur de temps de vol d'au moins 5 cm semble raisonnable. Il faut également éviter de dépasser un champ électrique supérieur à 1kV/mm pour se prémunir des claquages de haute tension. Les dimensions du détecteur dépendent donc directement des tensions appliquées. On veut pouvoir appliquer une tension de post-accélération ACC- de -15 kV au maximum et une tension à l'extrémité du réflectron ACC+ de +15 kV au maximum, ce qui implique une tension maximale de 30 kV aux bornes du réflectron. Une longueur de 5 cm pour le réflectron est donc raisonnable. Les tensions appliquées sur les électrodes intermédiaires sont obtenues avec un pont diviseur situé entre l'entrée et la sortie du réflectron, ce qui permet de conserver le même profil de champ quelles que soient les tensions appliquées aux deux extrémités. La tension AUX appliquée sur l'élément central de la lentille convergente est la même que celle appliquée à l'entrée de la MCP1 et sur l'électrode 1. La tension appliquée sur la grille 1 est obtenue à partir de la tension AUX à l'aide d'un pont diviseur.

Six hautes tensions indépendantes sont donc nécessaires : ACC- : 0/-15kV, ACC+ : 0/+15kV, AUX : 0/6kV et trois hautes tensions d'alimentation des MCP allant de 0 à 3 kV. Ces hautes tensions sont référencées les unes par rapport aux autres. Les tensions AUX et MCP2 sont référencées par rapport à la tension ACC-, la tension MCP1 est référencée par rapport à la tension AUX. Enfin, la tension MCP3 est référencée par rapport à la tension ACC+ .

4.5 Simulations du détecteur

L'instrument a été modélisé à l'aide de SIMION [SIM7], pour la partie électrostatique, et de TRIM [Zie03], pour les pertes en énergie et les dispersions en angle à la traversée de la feuille de carbone.

Les simulations TRIM ont été réalisées pour des ions de différentes masses, avec une épaisseur de feuille de carbone de $2,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, ce qui correspond à une épaisseur de $\sim 125 \text{ \AA}$. Cette épaisseur de feuille de carbone présente le meilleur compromis entre les pertes en énergie et la tenue mécanique. Les énergies incidentes des ions sont comprises entre quelques eV et 12 keV.

Ces simulations permettent d'estimer les distributions en angle et en énergie à la sortie de la feuille de carbone. Ces distributions sont ensuite tirées dans SIMION pour obtenir les temps de vol directs et réfléchis. Ceci permet de tracer les profils de temps de vol correspondant aux différentes espèces d'ions.

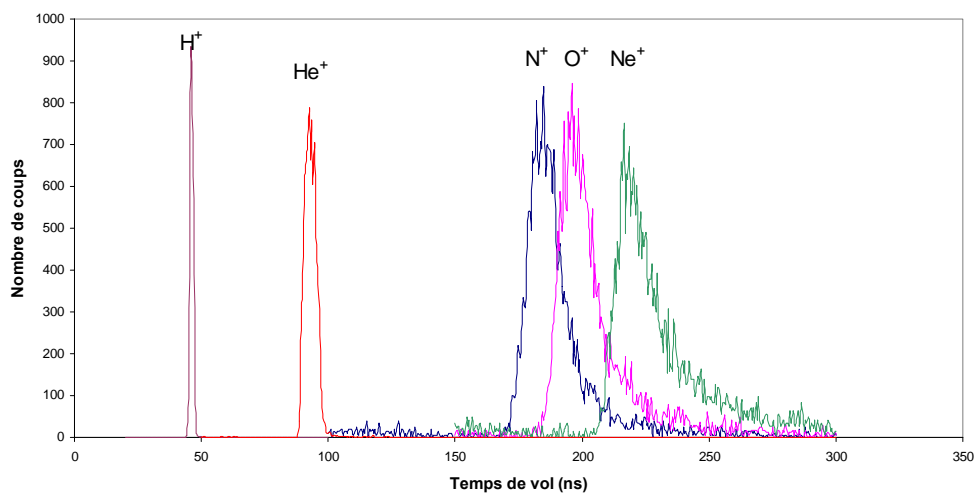


Figure 4.18 : Spectres directs simulés avec une énergie incidente de quelques eV et une post-accélération de 15 keV

La **Figure 4.18** représente le spectre simulé du temps de vol direct pour des ions ayant une énergie de quelques eV auxquels on applique une post-accélération de 15 keV. On obtient une résolution en masse d'environ 18 pour les ions légers (H^+ et He^+) et de 12 pour les ions plus lourds (N^+ , O^+ , Ne^+). Il faut noter que cette résolution en masse ne suffit pas pour pouvoir séparer de manière claire les pics des ions lourds relativement proches en masse comme N^+ et O^+ . La **Figure 4.19** montre le pic obtenu avec la somme des comptages des ions N^+ , O^+ et Ne^+ . N^+ et O^+ ne sont pas séparables. De plus, si les abondances des ions sont très différentes, le pic de l'ion le plus abondant « masque » les autres pics.

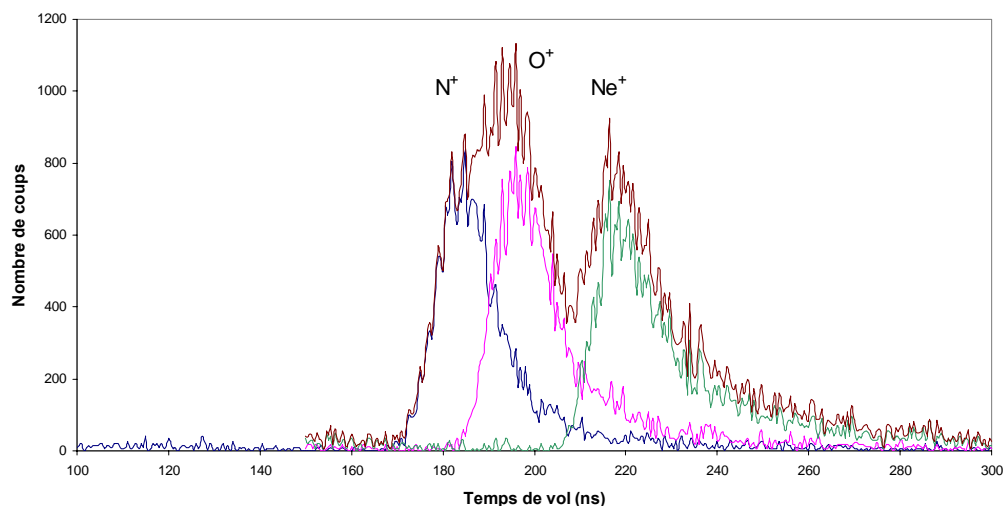


Figure 4.19 : Pic obtenu avec des abondances de N^+ , O^+ et Ne^+ égales

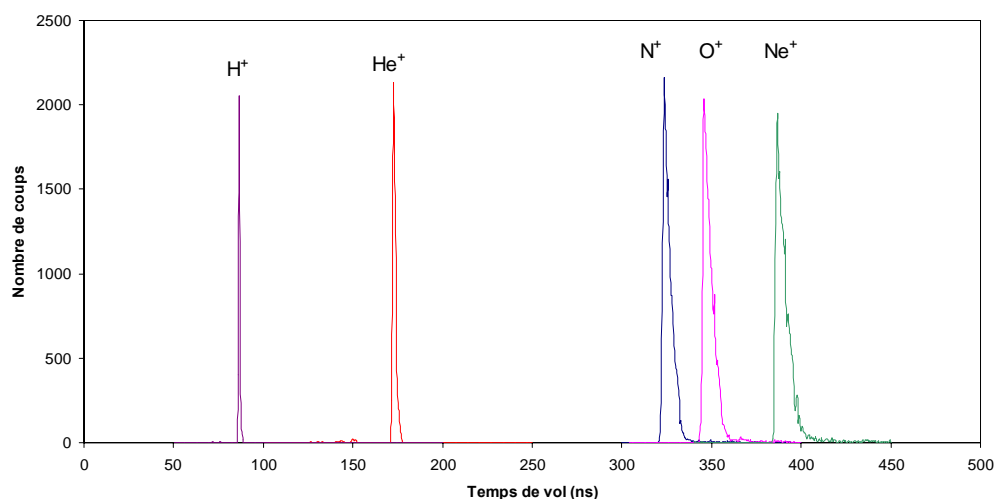


Figure 4.20 : Spectre réfléchi simulé avec une énergie incidente de quelques eV et une post-accélération de 15 keV

Le spectre réfléchi obtenu par simulation est représenté sur la **Figure 4.20**. La résolution en masse est de 70 environ, ce qui permet de séparer aisément des ions de masse proche comme N^+ et O^+ . Le temps de vol varie linéairement en fonction de la racine carrée de la masse de l'ion (**Figure 4.21**). On obtient $t=86,84\sqrt{m}$. Le calcul de ce coefficient de façon analytique donne, d'après l'équation 4-c (donnée au paragraphe 4.2) : $t=95,03\sqrt{m}$. Ces deux valeurs sont voisines, ce qui prouve que la solution analytique et la simulation sont en bon accord.

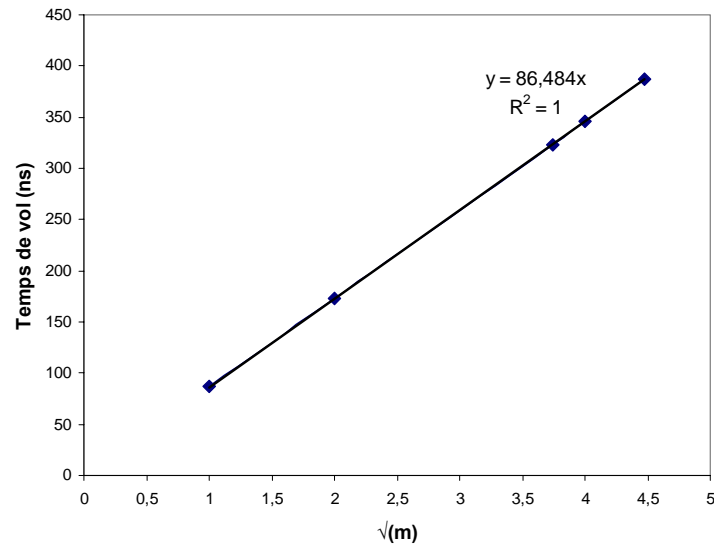


Figure 4.21 : Temps de vol réfléchi en fonction de la racine carrée de la masse

Les simulations des spectres direct et réfléchi avec une énergie de 12 keV et une post-accélération de 15 keV sont représentées sur la **Figure 4.22** et la **Figure 4.23**. La résolution en masse s'améliore légèrement, les pertes en énergie étant plus faibles, néanmoins les pics de O^+ et de N^+ sont toujours mal séparés dans le spectre direct. De plus, les temps de vol sont plus courts, ce qui ne rend pas la séparation des pics de masse proche plus aisée qu'à faible énergie, même si ceux-ci sont plus étroits.

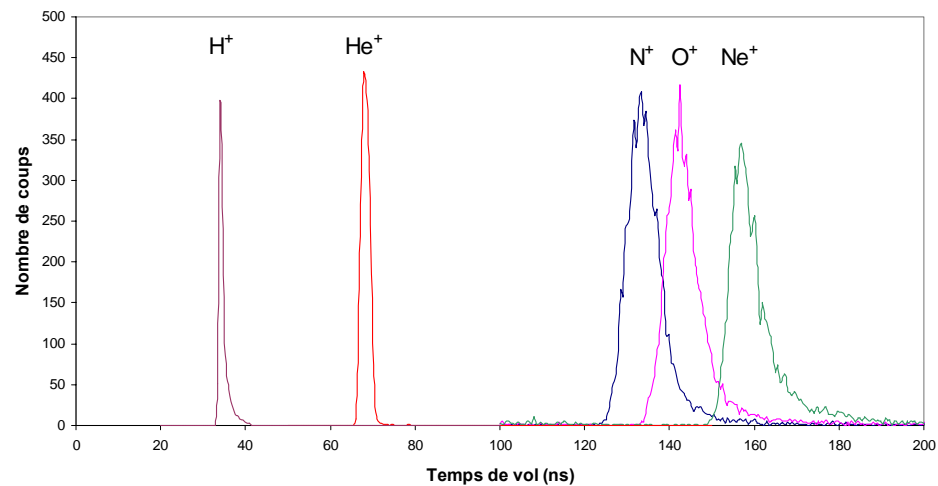


Figure 4.22 : Spectre direct simulé avec une énergie incidente de 12 keV et une post-accélération de 15 keV

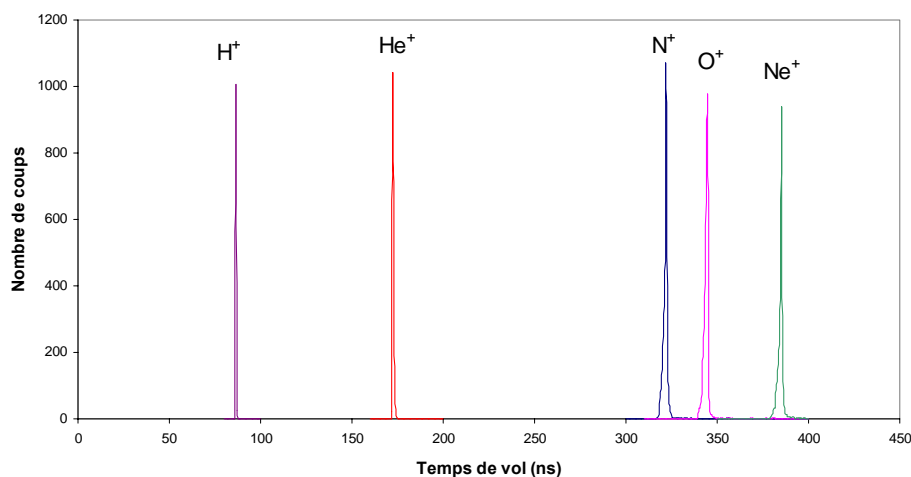


Figure 4.23 : Spectre réfléchi simulé avec une énergie incidente de 12 keV et une post-accélération de 15 keV

Les temps de vols des ions réfléchis ne varient que très faiblement (environ 0,5%) quand l'énergie incidente varie de quelques eV à 12 KeV (**Figure 4.20** et **Figure 4.23**), ce qui confirme que le temps de vol des ions positifs dans le réflectron ne dépend que de la masse de l'ion considéré.

4.6 Conclusion

Après avoir présenté le principe du réflectron et montré son intérêt pour améliorer la résolution en masse des spectromètres à temps de vol, nous avons calculé les solutions analytiques des équations de temps de vol dans différentes configurations de champ électrique. Les cas d'un champ linéaire, d'un champ quadratique et d'un champ polynomial ont été traités. Le concept de l'instrument développé a ensuite été présenté : il possède un champ électrique polynomial incliné et une lentille convergente pour corriger les dispersions en angle à la sortie de la feuille de carbone. Cet instrument a entièrement été simulé avec le logiciel d'optique électrostatique SIMION et à l'aide du code de Monte Carlo TRIM. Nous avons enfin présenté les spectres directs et réfléchis obtenus pour différentes espèces d'ions (H⁺, He⁺, N⁺, O⁺, Ne⁺) et pour différentes énergies incidentes. Une résolution en masse d'environ 70 paraît envisageable.

Chapitre 5 :

Construction et tests du prototype

Un prototype du réflectron développé et décrit au chapitre 4 a été construit. La structure mécanique a été définie d'après la modélisation effectuée grâce à SIMION. Ce prototype ne comporte qu'un seul secteur de détection de 20° , car il est principalement destiné à valider la forme du champ à l'intérieur du réflectron. La chaîne de mesure est constituée des amplificateurs-discriminateurs développés durant ce travail de thèse (décrits au chapitre 3) et d'une carte d'évaluation Acam ATMD, qui est basée sur le TDC-GP1. Pour des raisons de simplicité il a été choisi de ne pas implanter le TDC et le système de comptage dans l'instrument mais de les placer à l'extérieur de l'enceinte à vide. La génération des hautes tensions est assurée par une carte développée pour l'occasion.

Ce prototype a ensuite été placé dans l'enceinte à vide du CESR et soumis à des flux d'ions. Nous présentons les spectres directs et réfléchis obtenus pour différents ions à différentes énergies et comparons ces spectres avec les spectres simulés grâce à TRIM et SIMION.

5.1 Structure mécanique

La structure est basée sur trois circuits imprimés sur lesquels sont fixés les galettes de microcanaux, la feuille de carbone et les différentes électrodes. Ces trois circuits (PCB haut, PCB intermédiaire et PCB bas) sont vissés dans la structure en aluminium. Une coupe de l'instrument est représentée à la *Figure 5.1*.

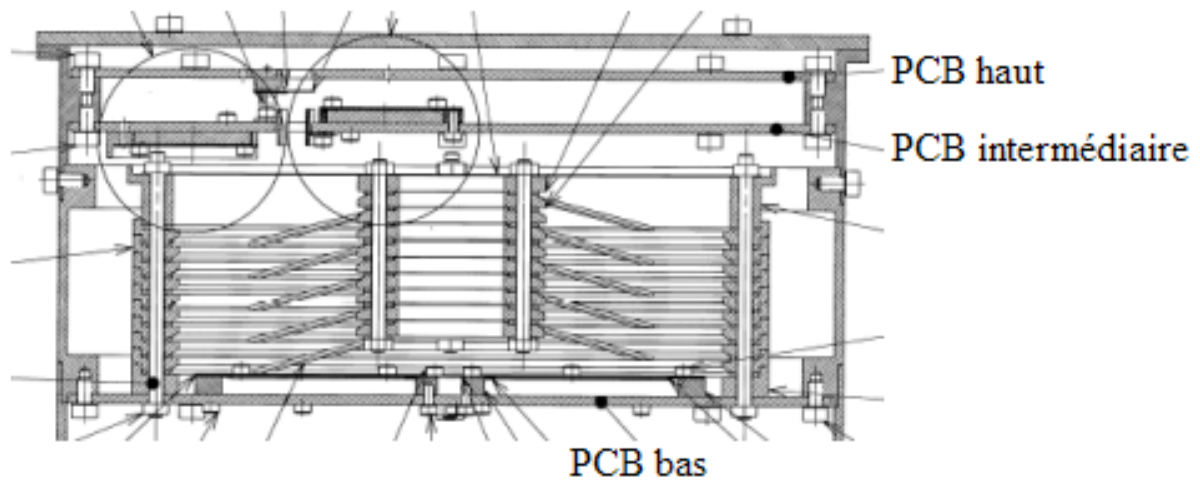


Figure 5.1 : Coupe de la structure mécanique de l'instrument

La **Figure 5.2** représente un éclaté de l'instrument complet. On remarque les trois circuits imprimés (en rose), la structure (en gris foncé), le réflectron (en vert et bleu) et les supports de galettes de microcanaux (en gris clair et rouge).

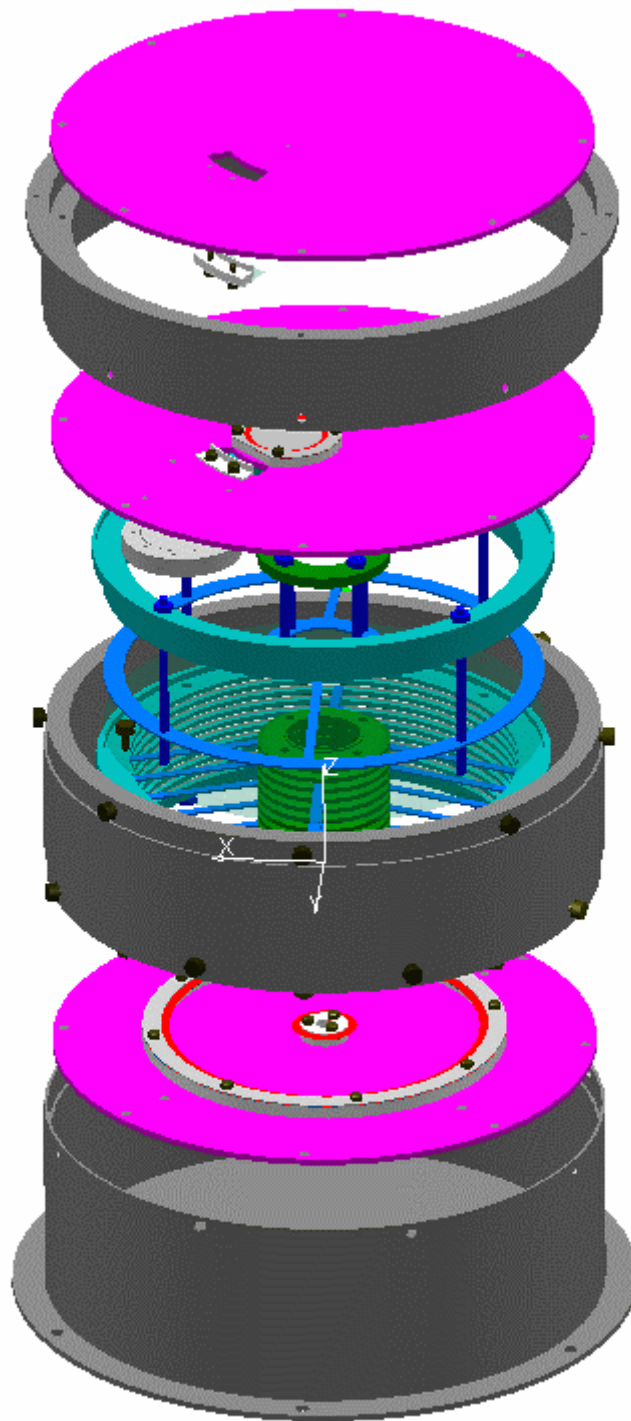


Figure 5.2 : Eclaté de l'instrument complet

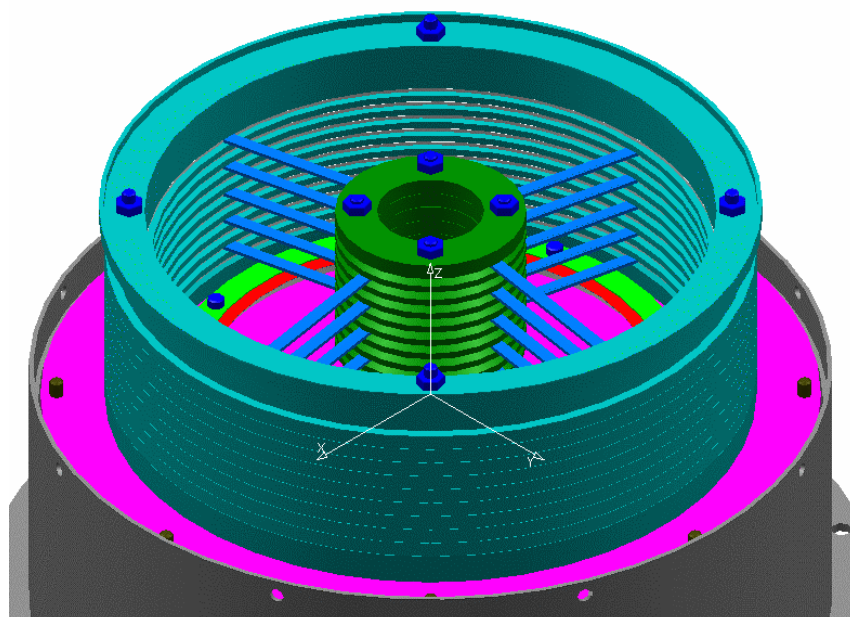


Figure 5.3 : Vue 3D de la partie réflectron

Le PCB bas sert de support à la MCP3 (qui détecte les neutres et les ions négatifs) et au réflectron. Le circuit de polarisation de la MCP3 est également implanté sur ce PCB (**Figure 5.4**). Le réflectron est composé d'électrodes en aluminium doré séparées par des rondelles isolantes. Des bras permettent de relier les électrodes intérieures et extérieures qui sont portées au même potentiel. La **Figure 5.3** représente une vue 3D du réflectron. Les électrodes sont représentées en bleu, les rondelles isolantes en vert. Les différentes électrodes sont reliées entre elles par des résistances haute tension pour former le pont diviseur. Pour le prototype, ces résistances sont soudées entre les bras de liaison, mais pour un modèle de vol, elles seraient montées dans le trou central et enrobées. Ces bras étant susceptibles de perturber la forme du champ électrique dans le réflectron, il serait judicieux de les supprimer sur un modèle de vol en utilisant deux ponts diviseurs, un pour les électrodes intérieures et l'autre pour les électrodes extérieures. Pour le prototype, ces bras sont situés loin du secteur de test, ce qui permet d'éviter les effets de bord. La grille d'entrée du réflectron (grille 2) a une transparence de 90%. Cette grille en cuivre-béryllium doré est réalisée par usinage chimique. La **Figure 5.5** représente le réflectron avec sa grille d'entrée et le pont diviseur.

Les MCP de détection des électrons et des ions positifs (MCP 1 et 2) sont montés sur le PCB intermédiaire, en face supérieure et inférieure respectivement. Ces deux MCP ont un diamètre de 25,4 mm. Pour les besoins du prototype, ces MCP remplacent les couronnes que nécessiterait un instrument possédant un champ de vue de 360° mais permettent néanmoins la détection des particules sur un secteur de 20°. Ce PCB sert également de support aux deux

électrodes qui composent l'élément central de la lentille convergente, situées de chaque côté d'une découpe qui permet le passage des ions. Ces électrodes sont réalisées en Ultem et leur surface est métallisée et dorée (cf. **Figure 5.6** et **Figure 5.7**).

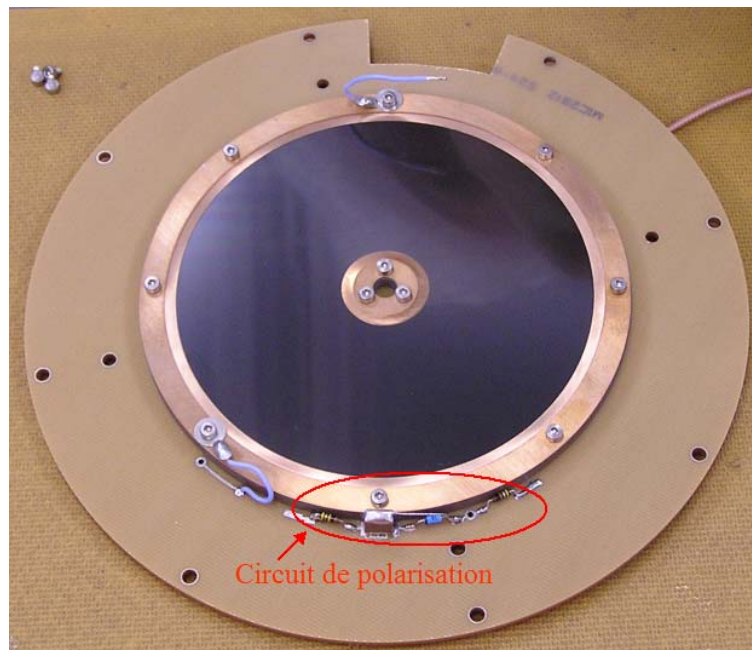


Figure 5.4 : PCB bas et MCP neutres (MCP3)

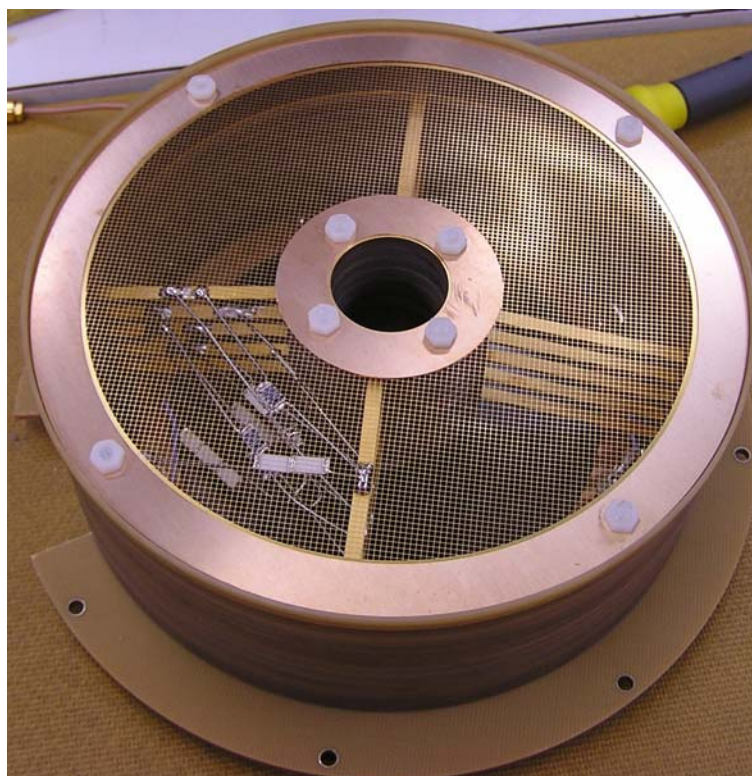


Figure 5.5 : Réflecteur et grille d'entrée

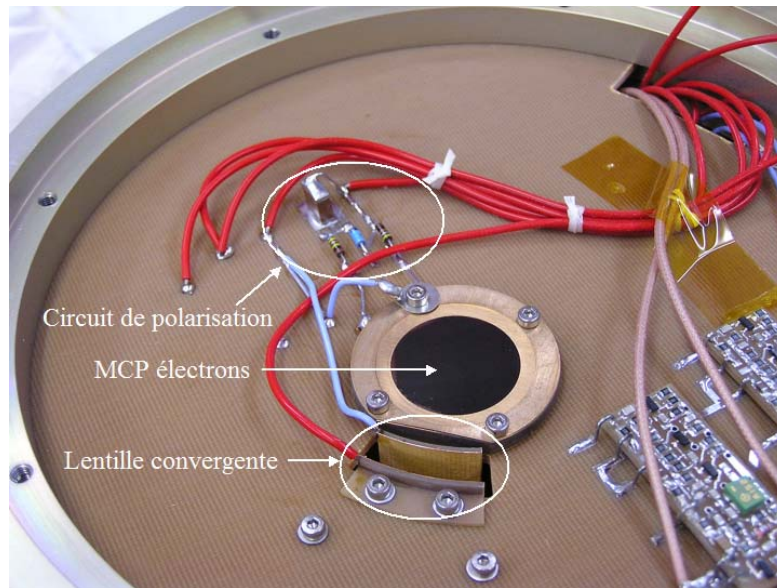


Figure 5.6 : PCB intermédiaire (face supérieure) sur lequel sont montés la MCP électrons (MCP1) et les électrodes de la lentille convergente

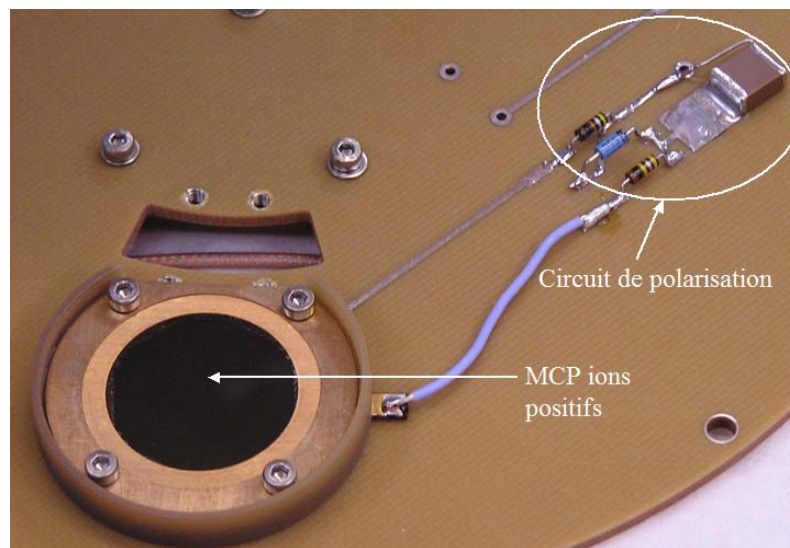


Figure 5.7 : PCB intermédiaire (face inférieure) avec la MCP ions positifs (MCP2)

Le PCB haut sert de support à la grille 1 et à l'électrode 1 qui servent à la focalisation des électrons (**Figure 5.8**). La feuille de carbone, montée sur sa grille de support, est également fixée au PCB haut (**Figure 5.9**).

5.2 Galettes de microcanaux

Les galettes de microcanaux sont montées par paires, dans une configuration en chevron. Les canaux ont un diamètre de $12,5 \mu\text{m}$ et sont inclinés de 7° . La galette de détection des neutres et des ions négatifs (MCP3) a un diamètre de 100 mm, celles de détection des

électrons et des ions positifs (MCP1 et MCP2) ont un diamètre de 25,4 mm. Elles sont montées à l'intérieur d'un support cylindrique isolant et sont maintenues en pression par un ressort métallique.

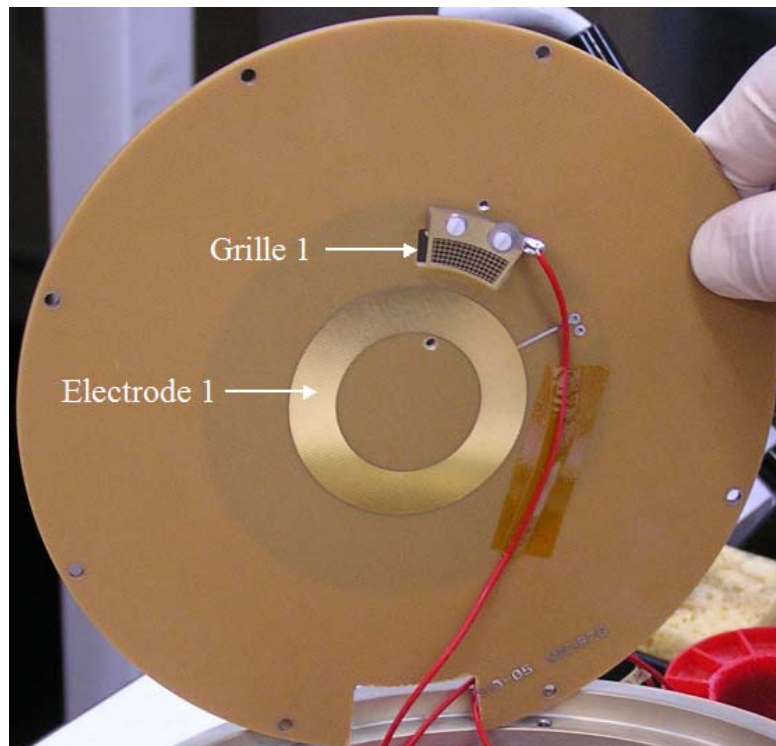


Figure 5.8 : PCB haut avec la grille 1 et l'électrode 1 (focalisation des électrons)

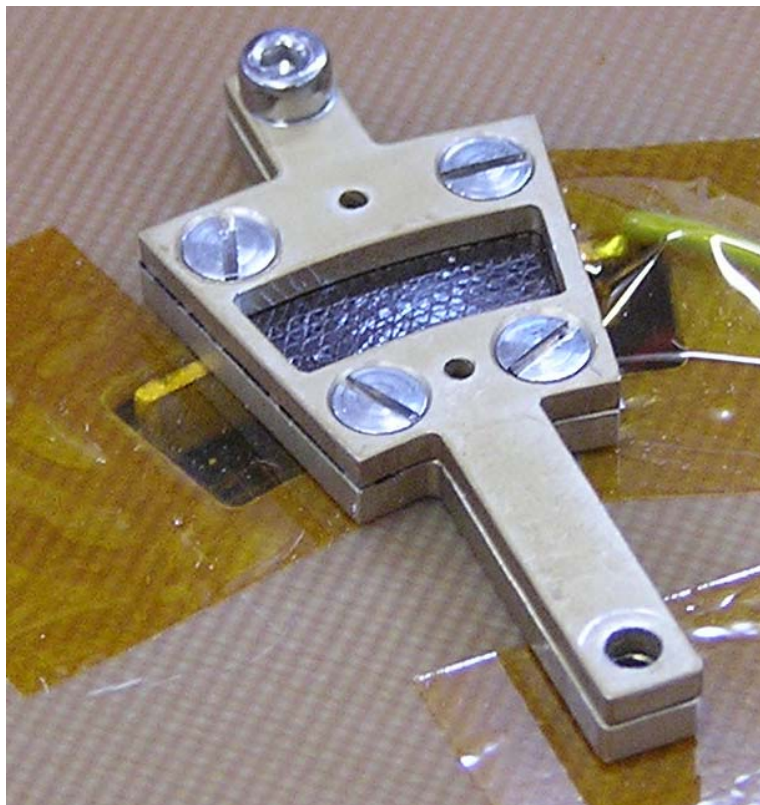


Figure 5.9 : Feuille de carbone sur sa grille de support

5.3 Feuille de carbone

La feuille de carbone, d'une épaisseur de $2,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, ce qui correspond à 125 \AA , est déposée sur une grille en nickel. Cette grille, réalisée par électrodéposition, possède une maille triangulaire et un pas de $750 \mu\text{m}$. Sa transparence est de 78 %. La feuille de carbone est ensuite déposée par flottage sur la grille puis la grille est fixée dans son support, qui est lui-même fixé à l'instrument. La **Figure 5.9** représente la feuille de carbone et son support monté sur l'instrument.

5.4 Génération des hautes tensions

Les hautes tensions nécessaires à l'instrument sont générées sur la carte haute tension, qui est montée sous le PCB bas (**Figure 5.10**). Chaque haute tension reçoit un signal de ON/OFF et une commande analogique 0-5V. Un signal de retour 0-5V proportionnel à la haute tension permet la régulation et donne une valeur de contrôle. La valeur de la commande est comparée au signal de retour, ce qui permet de contrôler la tension à la sortie du transformateur. Cette tension est ensuite multipliée pour donner la haute tension désirée.

Six hautes tensions indépendantes générées sur la carte (voir paragraphe 4.5) : la tension de post-accélération ACC- : 0/-15kV, la tension de réflexion ACC+ : 0/+15kV, la tension de focalisation des électrons et de polarisation de la lentille convergente AUX : 0/6kV et trois hautes tensions d'alimentation des MCP allant de 0 à 3 kV. Chaque haute tension peut être commandée indépendamment des autres, pour permettre un réglage optimal de l'instrument.

Les trois galettes de microcanaux ont chacune un circuit de polarisation qui permet de porter l'anode située derrière la MCP à une tension positive par rapport à l'arrière de la MCP, dans le but d'attirer les électrons qui sortent de la galette. Les circuits de polarisation des trois MCP sont visibles sur la **Figure 5.4**, la **Figure 5.6** et la **Figure 5.7**.

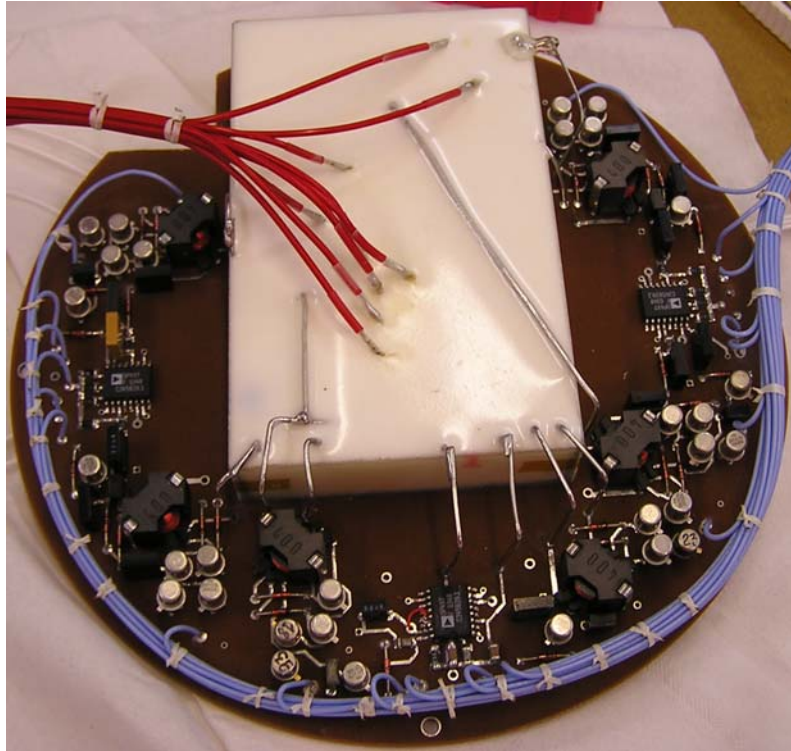


Figure 5.10 : Carte haute tension. La partie haute tension est enrobée (partie en blanc)

5.5 Collection des signaux de temps de vol et mesure du temps de vol

Les électrons sortant des galettes de microcanaux sont collectés sur une anode qui est constituée par une métallisation sur la surface du circuit imprimé. Le signal analogique obtenu (voir paragraphe 2.1.2) est transmis à travers un condensateur pour l'isoler de la haute tension. Ce signal rentre ensuite dans un amplificateur-discriminateur (voir paragraphe 3.1) et est converti en un signal logique 0-5V. Les signaux sortant des amplificateurs-discriminateurs sont envoyés vers un buffer, puis sont transmis à une carte d'évaluation Acam ATMD, basée sur le TDC GP1 qui effectue la mesure du temps de vol.

5.6 Tests au vide

L'instrument a été placé dans l'enceinte à vide du CESR (*Figure 5.11*) et a été soumis à des flux d'ions de différentes énergies en vue d'évaluer ses performances et sa résolution en masse.

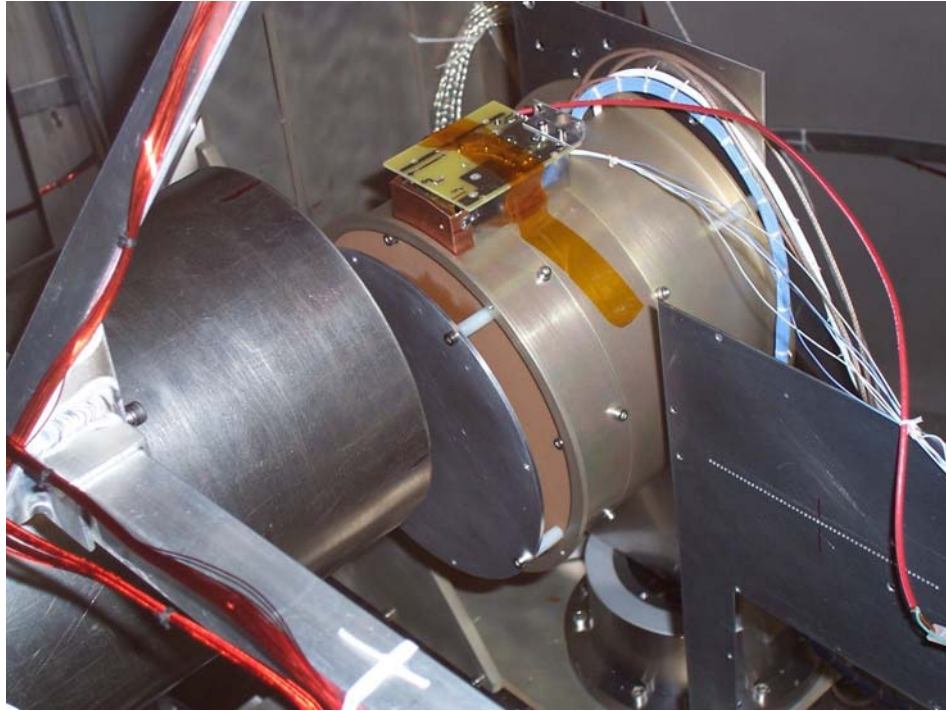


Figure 5.11 : Instrument dans l'enceinte à vide

5.6.1 Spectres directs

Le spectre direct (i.e. détecté sur la MCP3) obtenu pour différentes espèces d'ions est représenté à la **Figure 5.12**. Ce spectre a été obtenu avec une énergie du faisceau de 15 keV et une post-accélération de 5 keV. On obtient une résolution en masse d'environ 15 pour les ions légers (H^+ , H_2^+ , He^+), ce qui permet de séparer sans ambiguïté les pics correspondant à ces trois ions. La résolution diminue quand la masse augmente. Les résolutions en masse obtenues pour les différentes espèces sont résumées dans le tableau ci dessous.

Ion	$\frac{m}{\Delta m}$
Ne^{++}	~ 9
N^+	~ 7
Ne^+	~ 5
N_2^+	~ 3

Les pics mesurés sont en bon accord avec les pics simulés pour les ions légers. Le pic de l'hélium est donné en exemple à la **Figure 5.13**. Par contre, la simulation sous-estime les pertes en énergie et la dispersion en angle pour les ions plus lourds. Ce phénomène est illustré sur le pic de l'azote (**Figure 5.14**). Le pic mesuré est environ deux fois plus large que le pic

simulé. Les résolutions en masse obtenues permettent de séparer facilement les pics des ions légers (H^+ , H_2^+ / He^{++} , He^+). Par contre, elles sont insuffisantes pour séparer les pics d'ions plus lourds (N^+ , O^+ , Ne^+) et de molécules (H_2O^+ , N_2^+ , O_2^+).

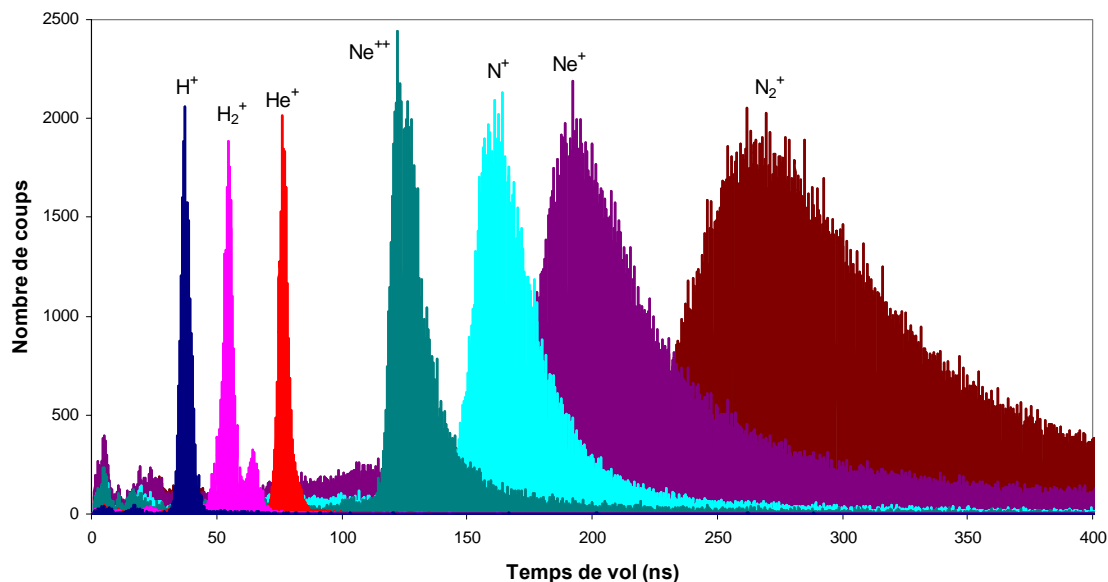


Figure 5.12 : Spectre direct avec une énergie de 15 keV et une post accélération de 5 keV

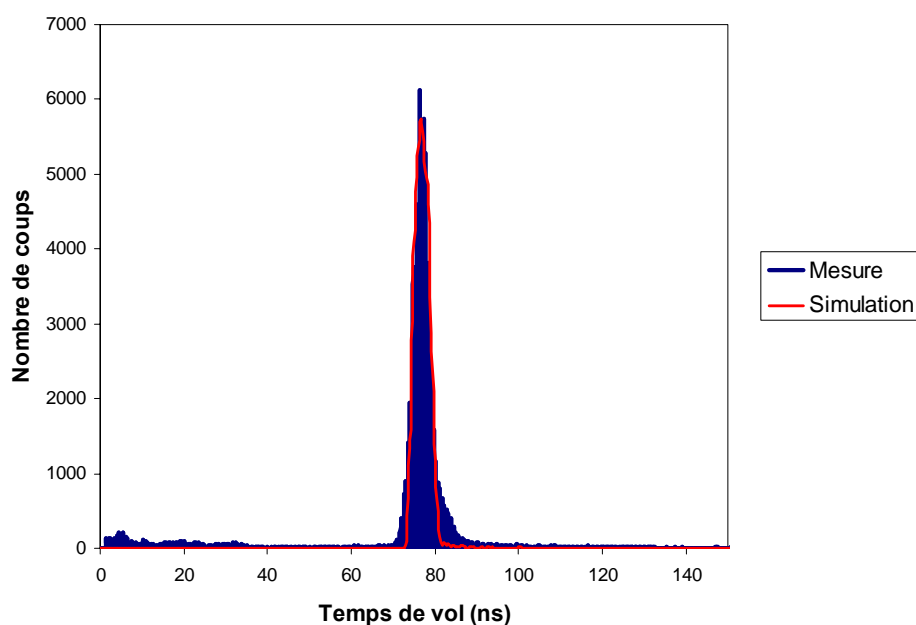


Figure 5.13 : Spectre en temps de vol de l'hélium mesuré et simulé à une énergie de 15 keV et une post accélération de 5 keV

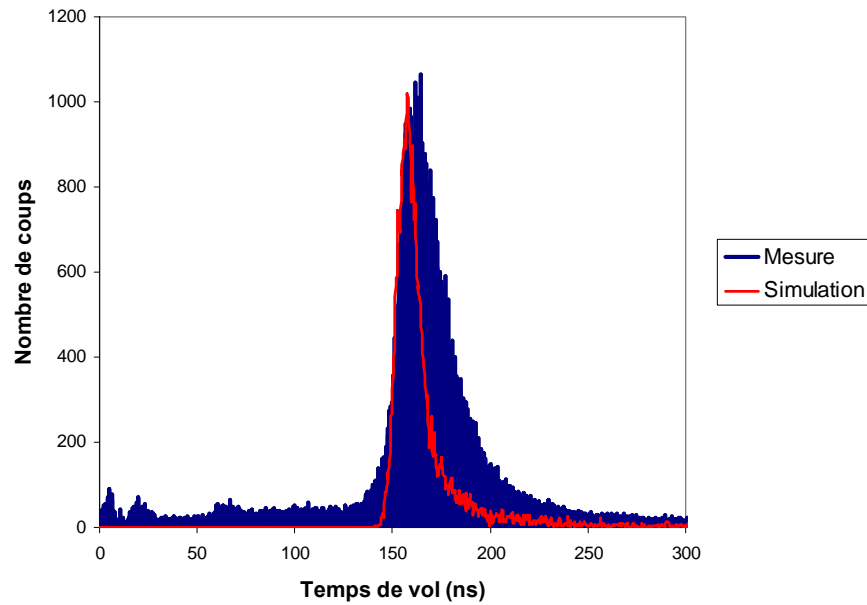


Figure 5.14 : Spectre en temps de vol de l'azote mesuré et simulé à une énergie de 15 keV et une post accélération de 5 keV

5.6.2 Spectres réfléchis

Le spectre obtenu avec le réflectron pour une énergie incidente de 5,5 keV, une post accélération de 10 keV et une tension de réflexion de 7,5 kV est représenté à la **Figure 5.15**. La résolution en masse est d'environ 60, ce qui permet de bien séparer les pics d'ions de masse voisine (par exemple N^+ et O^+). Quand on envoie un faisceau de néon, on détecte, outre le pic correspondant au néon, un pic correspondant au carbone. Ces atomes de carbone sont arrachés à la cible et ont une distribution en énergie relativement importante, ce qui explique la largeur du pic.

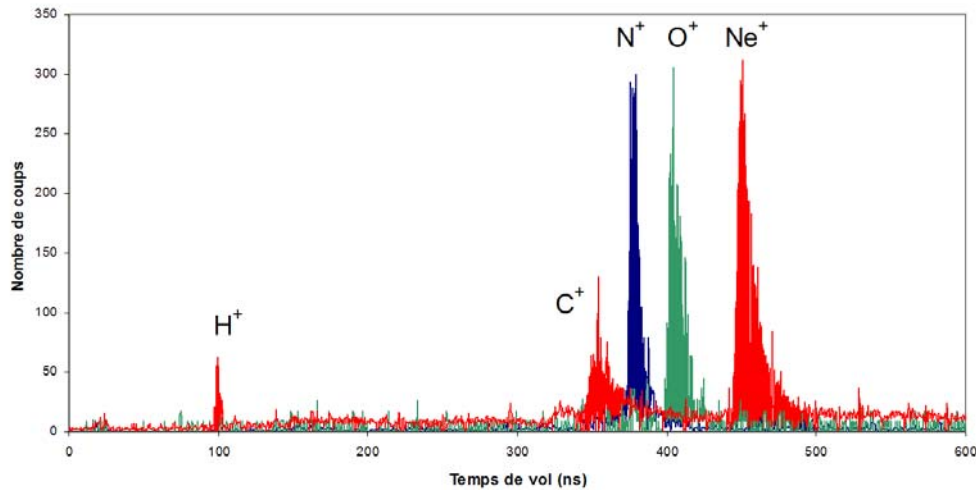


Figure 5.15 : Spectre obtenu avec le réflectron pour une énergie incidente de 5,5 keV, une post accélération de 10 keV et une tension de réflexion de 7,5 kV

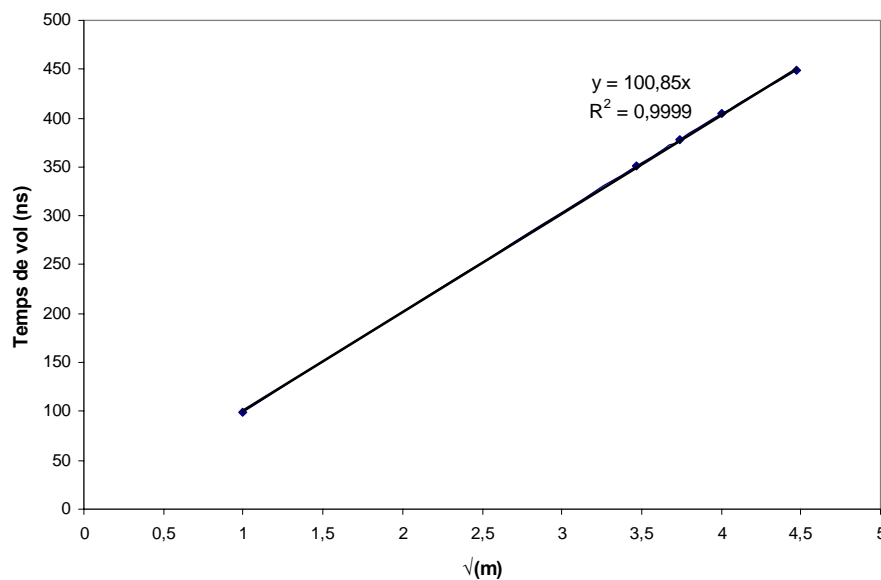


Figure 5.16 : Temps de vol des ions réfléchis en fonction de la racine carrée de leur masse

Comme cela est illustré dans la **Figure 5.16**, on peut vérifier que le temps de vol dépend linéairement de la racine carrée de la masse. On obtient $t=100,85\sqrt{m}$. Le spectre équivalent simulé donne $t=110,45\sqrt{m}$. Les temps de vol mesurés sont plus courts que ceux simulés. Le potentiel dans le réflectron est fixé par un pont diviseur réalisé avec des résistances dont la valeur est fixée à plus ou moins 10%, ce qui implique une incertitude du même ordre sur le profil de potentiel réel par rapport au potentiel simulé et sur les temps de vol mesurés. En multipliant les temps de vol simulés par le facteur correctif adéquat, on obtient un bon accord entre le spectre mesuré et le spectre simulé (**Figure 5.17**).

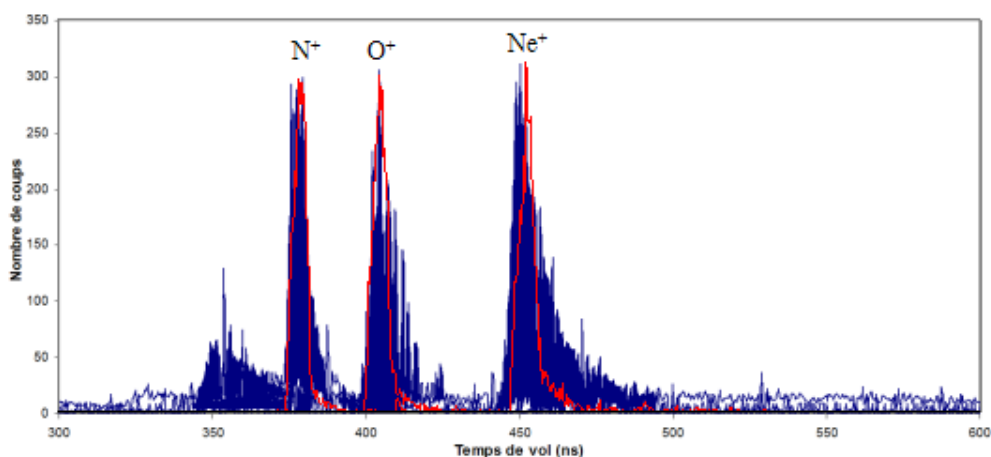


Figure 5.17 : Comparaison des pics réfléchis mesurés (en bleu) et simulés (en rouge)

Le spectre direct mesuré dans les mêmes conditions (énergie incidente de 5,5 keV, post accélération de 10 keV et tension de réflexion de 7,5 kV) est représenté à la **Figure 5.18**. Les pics de l'azote et du néon sont relativement larges, comme attendu de pertes en énergie importantes lors de la traversée de la feuille de carbone. Les pics mesurés et simulés sont comparés à la **Figure 5.19**. Les simulations sont en bon accord avec les mesures pour le pic de l'hélium, mais la perte en énergie est très nettement sous-estimée par la simulation pour les pics de l'azote et du néon.

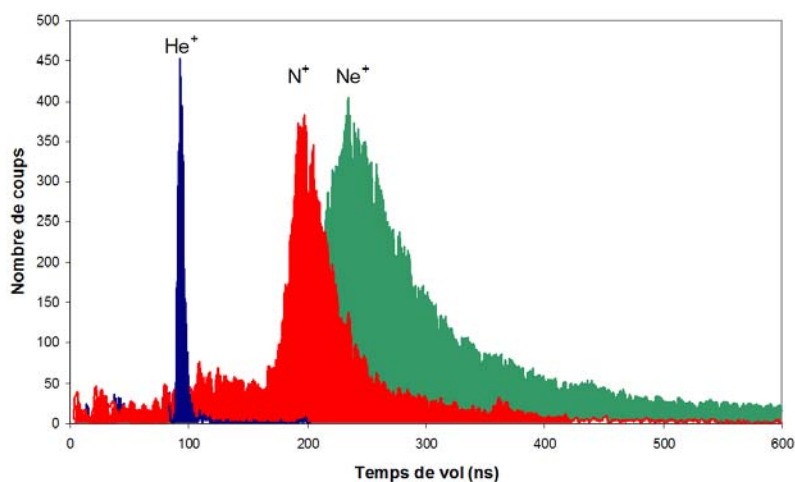


Figure 5.18 : Spectre direct obtenu avec une énergie de 5,5 keV, une post accélération de 10 keV et une tension de réflexion de 7,5 kV

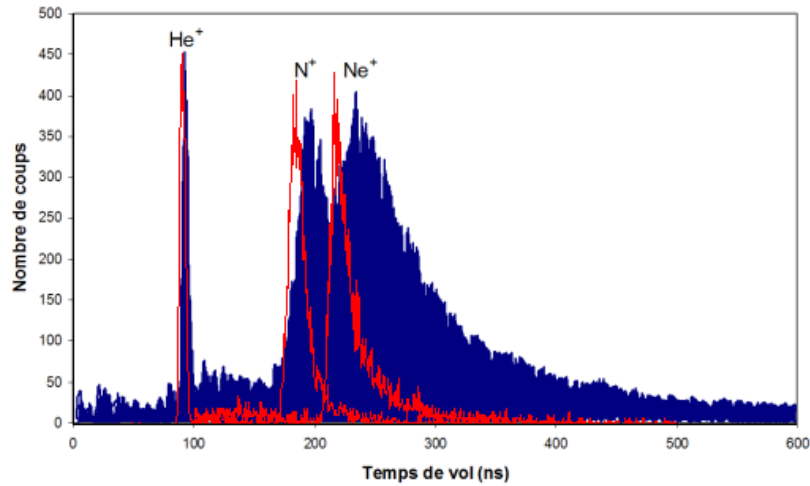


Figure 5.19 : Comparaison des pics directs mesurés (en bleu) et simulés (en rouge)

5.7 Fragmentation des molécules

Les ions moléculaires se fragmentent à la traversée de la cible de carbone. Les fragments conservent la vitesse de leur molécule mère et ont donc le même rapport énergie sur masse. Nous avons :

$$\frac{E_{mol}}{m_{mol}} = \frac{E_{frag1}}{m_{frag1}} = \frac{E_{frag2}}{m_{frag2}} = \dots$$

Par exemple, si on considère une molécule d'eau ($m=18$) qui se fragmente en un atome d'oxygène ($m=16$) et deux atomes d'hydrogène ($m=1$), on aura $\frac{E_{H_2O}}{18} = \frac{E_O}{16} = \frac{E_H}{1}$. Si la molécule possède une énergie de 18 keV, l'atome d'oxygène aura une énergie de 16 keV et les deux atomes d'hydrogène une énergie de 1 keV chacun.

Les temps de vols directs des fragments sont donc les mêmes et sont identiques au temps de vol de la molécule non fragmentée puisqu'ils dépendent du rapport énergie sur masse. Tous les fragments sont détectés dans le même pic. Les temps de vol réfléchis ne dépendent que de la masse du fragment considéré, ce qui permet de séparer les différents fragments. Ceci permet de séparer des molécules de masse quasi-identique (par exemple N_2^+ et CO^+) si leurs fragments respectifs sont de masse différente.

5.8 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la construction et les tests au vide du prototype de réflectron développé. Nous avons décrit la structure mécanique et la chaîne de mesure de l'instrument, puis analysé les spectres de masse obtenus et comparé ceux-ci avec les spectres obtenus par simulation. Les mesures et les simulations sont en bon accord, bien que la perte en énergie à la traversée de la feuille pour les ions relativement lourds avec une énergie incidente faible soit nettement sous-estimée par la simulation. Cet instrument permet d'atteindre une résolution en masse $m/\Delta m$ voisine de 60 pour les ions réfléchis, ce qui permet de séparer aisément les pics d'ions de masse voisine, tels N^+ et O^+ , même à faible énergie. Les mesures confirment également qu'un spectromètre à temps de vol direct n'a pas une résolution suffisante pour séparer les pics des ions ayant une masse par charge supérieure à 4 (He^+).

Conclusion

Ce travail de thèse avait deux objectifs :

- Concevoir et réaliser l'électronique de la chaîne de mesure d'un spectromètre de masse à temps de vol spatialisable.
- Développer, construire et valider par des tests un spectromètre complet de type « réflectron »

Après avoir défini les grandeurs physiques à mesurer et les caractéristiques des plasmas dans lesquels ce type de spectromètre effectue des mesures, nous avons détaillé les différentes fonctions que doit remplir l'électronique de la chaîne de mesure et présenté les différentes options possibles pour chaque sous-module. L'amplification-discrimination est réalisée par un circuit spécialement développé, la mesure du temps est réalisée par un convertisseur-temps numérique (TDC) commercial et le contrôle de ce TDC ainsi que la détermination des positions et des coïncidences START-STOP des particules sont effectuées dans un FPGA qui a été spécialement développé.

L'amplificateur-discriminateur développé est basé sur le principe d'une mise en forme du signal par une ligne à retard en court circuit et présente une faible dispersion en temps (~ 400 ps) et une faible consommation (15 mW). Il a été testé avec succès aux radiations jusqu'à 100 krad. Le convertisseur temps-numérique commercial qui assure la mesure du temps de vol a également été testé aux radiations jusqu'à 100 krad. Ses fonctionnalités restent intactes, mais sa consommation augmente en fonction de la dose reçue. L'électronique de contrôle du TDC, de comptage des impulsions et de coïncidence a été développée et implantée dans un FPGA.

Un spectromètre de type « réflectron » a été construit et testé : un tel instrument permet de s'affranchir des pertes en énergie subies par les ions à la traversée de la feuille de carbone et apporte donc une amélioration notable de la résolution en masse par rapport à des instruments à temps de vol direct.

L'instrument a été soumis à des flux d'ions de masses et d'énergies différentes dans les chambres à vide du CESR. Les spectres de masse mesurés au cours des essais sont en bon accord avec ceux obtenus par simulation.

Les performances obtenues valident les principes mis en œuvre et démontrent qu'un spectromètre de masse identique peut être embarqué avec profit sur satellite, en particulier dans le cadre de missions planétaires. De plus, l'électronique développée peut être utilisée, grâce à sa modularité, dans d'autres types d'instruments (imageurs à atomes neutres...)

Comparé au spectromètre de masse CODIF de la mission Cluster, le prototype développé serait environ deux fois plus léger et consommerait deux fois moins, pour une résolution en masse légèrement meilleure en mode direct et dix fois meilleure en mode réflectron.

L'électronique développée permet, par ses performances et sa modularité, d'envisager le développement à court terme d'un spectromètre de masse à temps de vol pour la mesure des ions multi-chargés du vent solaire, dans la perspective de la mission Solar Orbiter.

Appendice A :

Caractéristiques détaillées des feuilles de carbone

Les feuilles de carbone sont utilisées pour fournir le signal de START : une feuille de carbone émet des électrons secondaires quand un ion ou un atome neutre la traverse. Les feuilles de carbone sont utilisées depuis longtemps dans les détecteurs de particules [McC04] . Ces feuilles sont constituées de couches de carbones amorphe (nanocristallin) qui sont déposées par évaporation à l'arc sur un substrat (une lamelle de microscope) recouvert d'un agent de séparation. Les feuilles sont ensuite coupées aux dimensions désirées puis sont flottées sur un liquide (généralement de l'eau désionisée) pour les séparer du substrat. Elles sont ensuite déposées, toujours par flottage, sur une grille de support. [ACF04]

L'épaisseur standard des feuilles de carbone utilisées dans le cadre de la spectrométrie de masse à temps de vol est comprise entre 2,5 nm et 17,5 nm ($0,5\text{-}3,5\text{ }\mu\text{g.cm}^{-2}$). Ceci représente de l'ordre de quelques dizaines de couches atomiques. Néanmoins, le processus de fabrication induit la formation de couches de contamination à la surface de la feuille (restes de l'agent de séparation et adsorption de gaz). L'épaisseur de ces couches est typiquement de $0,5\text{-}1\text{ }\mu\text{g.cm}^{-2}$. Les caractéristiques principales d'une feuille de carbone sont :

- 1) le rendement en électrons secondaires (i.e. le nombre d'électrons secondaires émis pour une particule incidente)
- 2) l'échange de charges dans la feuille qui détermine l'état de charge de la particule à la sortie de la feuille.
- 3) la perte en énergie de la particule à la traversée de la feuille (straggling)
- 4) la dispersion en angle des particules (scattering)

A.1 Emission d'électrons secondaires

Quand des particules interagissent avec des solides, elles excitent des électrons et libèrent des électrons secondaires par des collisions en cascade . Certains de ces électrons atteignent la surface du matériau, donnant lieu à l'émission d'électrons secondaires [Rit98]. Le rendement d'émission moyen, noté γ , est le nombre moyen d'électrons éjectés du matériau pour une

particule incidente. Ce rendement dépend en première approximation du pouvoir d'arrêt électronique $S_e = (dE/dx)_e$, où dE est l'énergie perdue par unité de longueur du trajet de la particule dans le matériau dx . Il s'écrit : $\gamma \cong \Lambda \cdot S_e / \cos \alpha$, où Λ est la constante de proportionnalité (ou rendement spécifique) et α est l'angle d'incidence de l'ion par rapport à la normale à la surface. Il faut néanmoins distinguer le rendement avant, noté γ_f , qui concerne les électrons émis à la sortie de la feuille, du rendement arrière, noté γ_b , qui concerne les électrons émis à l'entrée de la feuille. Il a été montré ([All00]) que le rendement dépend de l'énergie de l'ion à l'interface considérée, c'est à dire de l'énergie incidente pour l'entrée de la feuille et de l'énergie incidente moins les pertes en énergie à la sortie de la feuille. De plus, les rendements d'émission ont tendance à diminuer quand l'épaisseur de la feuille de carbone diminue.

Les électrons émis ont typiquement une énergie de quelques eV

Les rendements d'émission obtenus pour des feuilles de carbone de différents épaisseurs et pour différentes espèces incidentes ont fait l'objet de plusieurs études et sont publiés par exemple dans [Kel91], [Rit98], [All02], [All03], [Ker99], [Gel97].

A.2 Echange de charges

Les ions qui interagissent avec la feuille de carbone sont majoritairement des ions positifs chargés une fois (ils ont été précédemment sélectionnés en énergie par charge par un analyseur électrostatique). L'état de charge de l'ion en sortie est fourni par des modèles semi-empiriques obtenus d'après des mesures. Aux énergies et épaisseurs de feuilles considérées, la majorité des ions ressortent neutres ou chargés une fois. Les proportions d'ions ressortant de la feuille neutres, chargés positivement ou négativement sont donnés en fonction de l'espèce d'ion considéré et de son énergie sont données dans [Gon95], [Kal95], [Bür90], [Bür93], [Gon94a], [Kal93], [Gon94b].

A.3 Dispersion en énergie et en angle

Les interactions des ions avec les atomes constituant la feuille de carbone entraînent une perte d'énergie des ions, appelée straggling et une dispersion en angle, appelée scattering. Ces deux quantités peuvent être estimées avec le code de Monte-Carlo TRIM (Transport and Range of Ions in Matter) [Zie03]. Ce code calcule les interactions entre l'ion qui se déplace et les atomes constituant la feuille en utilisant des algorithmes statistiques. Ces algorithmes prennent en compte les collisions avec les noyaux des atomes et les interactions des nuages électroniques. Pour cela, on définit l'épaisseur et la composition de la cible, ainsi que l'espèce d'ion qui vient interagir avec cette cible, son énergie et l'angle du faisceau par rapport à la normale à la surface de la cible. On tire un grand nombre d'ions (typiquement de 10000 à 100000), ce qui permet d'obtenir une distribution en énergie et en angle à la sortie de la cible. Le fichier résultant donne l'énergie et la direction chaque ion à la sortie de la feuille de carbone. Les pertes en énergies calculées avec TRIM semblent en bon accord avec les pertes en énergie réelles [Bür90].

Appendice B

Théorie du potentiel linéaire

Soit le potentiel $V_r(x) = ax$

En d_r , où l'ion fait demi-tour, on a $V_r = a d_r$

Donc $V_r(x) = \frac{V_r}{d_r} x$

1) Calcul de t_{ff} :

Soit l'ion de masse m , d'énergie $E = \frac{1}{2}mv^2 = neV_t(1 + \delta)$

Cet ion a une vitesse : $v_x = v \cos \alpha = \sqrt{\frac{2neV_t}{m}} \sqrt{1 + \delta} \cos \alpha$

Donc un temps de dérive dans la zone sans champ : $t_{ff} = \frac{d_{ff}}{v_x} = d_{ff} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \frac{1}{\sqrt{1 + \delta} \cos \alpha}$

2) Calcul de t_r :

Trajet aller: $t_{r \rightarrow R} = \int_0^{x_R} \frac{\cos \alpha dx}{\sqrt{\frac{2ne(V_t(1 + \delta) - ax)}{m}}}$

$$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \int_0^{x_R} \frac{dx}{\sqrt{V_t(1 + \delta) - ax}}$$

$$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\left[\frac{-2\sqrt{V_t(1 + \delta) - ax}}{a} \right]_{x=x_R} - \left[\frac{-2\sqrt{V_t(1 + \delta) - ax}}{a} \right]_{x=0} \right)$$

$$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\frac{2\sqrt{V_t(1 + \delta)}}{\frac{V_r}{d_r}} \right) \text{ (en } x = d_r, V_t(1 + \delta) = V_r \text{)}$$

$$t_{r \rightarrow R} = 2d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \sqrt{1 + \delta} \cos \alpha$$

$$t_r = 2t_{r \rightarrow R} = 4d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \sqrt{1+\delta} \cos \alpha$$

3) Calcul du temps de vol total :

$$t = 2t_{r \rightarrow R} + t_{ff} = \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \left(4d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{1+\delta} \cos \alpha + d_{ff} \frac{1}{\sqrt{1+\delta} \cos \alpha} \right)$$

$$t = 2t_{r \rightarrow R} + t_{ff} = \frac{d_{ff}}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \left(4 \frac{d_r}{d_{ff}} \frac{V_t}{V_r} \sqrt{1+\delta} \cos^2 \alpha + \frac{1}{\sqrt{1+\delta}} \right)$$

a) Développement limités de $\frac{1}{\sqrt{1+\delta}} \approx 1 - \frac{\delta}{2}$ au voisinage de 0

$$t = 2t_{r \rightarrow R} + t_{ff} \approx \frac{d_{ff}}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \left(4 \frac{d_r}{d_{ff}} \frac{V_t}{V_r} \cos^2 \alpha \left(1 + \frac{\delta}{2} \right) + 1 - \frac{\delta}{2} \right)$$

$$t = 2t_{r \rightarrow R} + t_{ff} \approx \frac{d_{ff}}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \left(1 + 4 \frac{d_r}{d_{ff}} \frac{V_t}{V_r} \cos^2 \alpha + -\frac{\delta}{2} \left(1 - 4 \frac{d_r}{d_{ff}} \frac{V_t}{V_r} \cos^2 \alpha \right) \right)$$

Si $1 - 4 \frac{d_r}{d_{ff}} \frac{V_t}{V_r} \cos^2 \alpha = 0$, t est indépendant de δ

$$\text{Donc } d_{ff} = 4d_r \frac{V_t}{V_r} \cos^2 \alpha$$

En supposant α petit et donc $\cos^2 \alpha \approx 1$

$$d_{ff} = 4d_r \frac{V_t}{V_r}$$

et si $V_t = V_r$, on a $d_{ff} = 4d_r$

b) Développement limités de $\cos \alpha \approx 1 - \frac{\alpha^2}{2}$ et de $\frac{1}{\cos \alpha} \approx 1 + \frac{\alpha^2}{2}$ au voisinage de 0

$$t \approx \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \left(4d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{1+\delta} \left(1 - \frac{\alpha^2}{2} \right) + d_{ff} \frac{1}{\sqrt{1+\delta}} \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) \right)$$

$$t \approx \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \left(4d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{1+\delta} + d_{ff} \frac{1}{\sqrt{1+\delta}} - \frac{\alpha^2}{2} \left(4d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{1+\delta} - d_{ff} \frac{1}{\sqrt{1+\delta}} \right) \right)$$

Si $4d_r \frac{V_t}{V_r} \sqrt{1+\delta} - d_{ff} \frac{1}{\sqrt{1+\delta}} = 0$, t est indépendant de α

Donc $d_{ff} = 4d_r \frac{V_t}{V_r} (1+\delta)$

En supposant δ petit, on obtient

$$d_{ff} = 4d_r \frac{V_t}{V_r}$$

et si $V_t = V_r$, on a $d_{ff} = 4d_r$

Appendice C :

Théorie du potentiel quadratique

Soit le potentiel $V_r(x) = ax^2$

En d_r , où l'ion fait demi-tour, on a $V_r = ad_r^2$

$$\text{Donc } V_r(x) = \frac{V_r}{d_r^2} x^2$$

1) Calcul de t_{ff} :

Soit l'ion de masse m , d'énergie $E = \frac{1}{2}mv^2 = neV_t(1 + \delta)$

Cet ion a une vitesse : $v_x = v \cos \alpha = \sqrt{\frac{2neV_t}{m}} \sqrt{1 + \delta} \cos \alpha$

2) Calcul de t_r :

$$\text{Trajet aller: } t_{r \rightarrow R} = \int_0^{d_R} \frac{\cos \alpha dx}{\sqrt{\frac{2ne(V_t(1 + \delta) - ax^2)}{m}}}$$

$$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \int_0^{d_R} \frac{dx}{\sqrt{V_t(1 + \delta) - ax^2}}$$

$$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\left[\frac{\arctan\left(\frac{x\sqrt{a}}{\sqrt{V_t(1 + \delta) - ax^2}}\right)}{\sqrt{a}} \right]_{x=d_R} - \left[\frac{\arctan\left(\frac{x\sqrt{a}}{\sqrt{V_t(1 + \delta) - ax^2}}\right)}{\sqrt{a}} \right]_{x=0} \right)$$

$$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \frac{\pi}{2\sqrt{a}} \quad (\text{en } x = d_r, V_t(1 + \delta) = V_r)$$

$$t_{r \rightarrow R} = \frac{\pi}{2} d_r \sqrt{\frac{m}{2neV_r}} \cos \alpha$$

$$t_r = 2t_{r \rightarrow R} = \pi d_r \sqrt{\frac{m}{2neV_r}} \cos \alpha$$

Appendice D :

Théorie du potentiel polynomial

Soit le potentiel $V_r(x) = ax^2 + bx$

En d_r , où l'ion fait demi-tour, on a $V_r = ad_r^2 + bd_r$

On pose $a = \frac{(1-u)V_r}{d_r^2}$, $b = \frac{uV_r}{d_r}$

Donc $V_r(x) = \frac{(1-u)V_r}{d_r^2}x^2 + \frac{uV_r}{d_r}x$

1) Calcul de t_{ff} , temps de vol dans la zone sans champ :

Soit l'ion de masse m , d'énergie $E = \frac{1}{2}mv^2 = neV_t(1+\delta)$

Cet ion a une vitesse : $v_x = v \cos \alpha = \sqrt{\frac{2neV_t}{m}} \sqrt{1+\delta} \cos \alpha$

Donc un temps de dérive dans la zone sans champ : $t_{ff} = \frac{d_{ff}}{v_x} = d_{ff} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \frac{1}{\sqrt{1+\delta} \cos \alpha}$

2) Calcul de t_r , temps de vol dans le réflectron:

Trajet aller: $t_{r \rightarrow R} = \int_0^{x_R} \frac{\cos \alpha dx}{\sqrt{\frac{2ne(V_t(1+\delta) - ax^2 - bx)}{m}}}$

$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \int_0^{x_R} \frac{dx}{\sqrt{V_t(1+\delta) - ax^2 - bx}}$

$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\left[\frac{\arctan\left(\frac{2ax+b}{2\sqrt{a}\sqrt{V_t(1+\delta) - ax^2 - bx}}\right)}{\sqrt{a}} \right]_{x=x_R} - \left[\frac{\arctan\left(\frac{2ax+b}{2\sqrt{a}\sqrt{V_t(1+\delta) - ax^2 - bx}}\right)}{\sqrt{a}} \right]_{x=0} \right)$

$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\frac{\pi}{2\sqrt{a}} - \frac{\arctan\left(\frac{b}{2\sqrt{a}\sqrt{V_t(1+\delta)}}\right)}{\sqrt{a}} \right)$

On considère qu'on est près de 0, donc $\arctan x = x$

$$t_{r \rightarrow R} = \sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\frac{\pi}{2\sqrt{a}} - \frac{b}{2a\sqrt{V_t(1+\delta)}} \right)$$

3) Calcul du temps de vol total :

$$t = 2t_{r \rightarrow R} + t_{ff} = 2\sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\frac{\pi}{2\sqrt{a}} - \frac{b}{2a\sqrt{V_t(1+\delta)}} \right) + d_{ff} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \frac{1}{\sqrt{1+\delta} \cos \alpha}$$

Développement limités de $\frac{1}{\sqrt{1+\delta}} \approx 1 - \frac{\delta}{2}$ au voisinage de 0

$$t = 2\sqrt{\frac{m}{2ne}} \cos \alpha \left(\frac{\pi}{2\sqrt{a}} - \frac{b}{2a\sqrt{V_t}} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \right) + \frac{d_{ff}}{\cos \alpha} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right)$$

$$t = \dots - \frac{\delta}{2} \left(\sqrt{\frac{m}{2neV_t}} \frac{1}{\cos \alpha} \left(d_{ff} - \frac{b}{a} \cos^2 \alpha \right) \right)$$

si on a $d_{ff} - \frac{b}{a} \cos^2 \alpha = 0$, t est indépendant de δ

$$\text{donc } d_{ff} - \frac{u \frac{V_r}{d_r}}{(1-u) \frac{V_r}{d_r^2}} \cos^2 \alpha = 0$$

$$\text{donc } \frac{d_{ff}}{d_r} = \frac{u}{1-u} \cos^2 \alpha$$

$$\text{donc } u = \frac{d_{ff}}{d_{ff} + d_r \cos^2 \alpha}$$

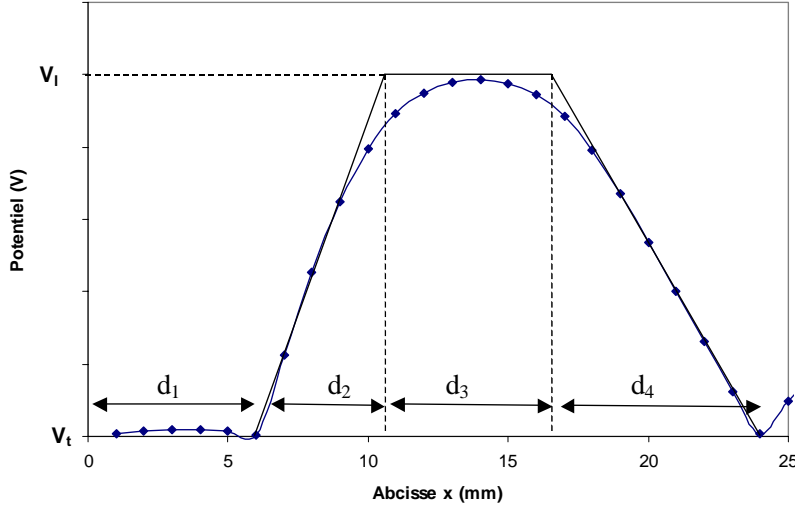
$$\text{Finalement on obtient : } V_r(x) = \frac{V_r}{d_r(d_{ff} + d_r \cos^2 \alpha)} x^2 + \frac{d_{ff} V_r}{d_r(d_{ff} + d_r \cos^2 \alpha)} x$$

$$\text{ou } V_r(x) = \frac{V_r}{d_r(d_{ff} + d_r)} x^2 + \frac{d_{ff} V_r}{d_r(d_{ff} + d_r)} x \text{ si } \alpha \text{ est petit}$$

Appendice E

Calcul de d_{ff} équivalent avec la lentille

Le profil de champ avec une la lentille convergente est le suivant :



Dans la zone de longueur d_1 , on a $V_1(x)=0$ et le temps de vol dans cette zone vaut :

$$t_1 = d_1 \sqrt{\frac{m}{2neV_t}}$$

Dans la zone de longueur d_2 on a $V_2(x)=ax=\frac{V_l-V_t}{d_2}x$ et le temps de vol dans cette zone vaut :

$$t_2 = 2d_2 \frac{V_t}{V_l} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}}$$

Dans la zone de longueur d_3 on a $V_3(x)=V_l$ et le temps de vol dans cette zone vaut :

$$t_3 = d_3 \sqrt{\frac{m}{2ne(V_t - V_l)}} = d_3 \sqrt{\frac{V_t}{V_t - V_l}} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}}$$

Dans la zone de longueur d_4 on a $V_4(x)=-ax=-\frac{V_l-V_t}{d_4}x$ et le temps de vol dans cette zone vaut :

$$t_4 = 2d_4 \frac{V_t}{V_l} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}}$$

Dans la zone de longueur d_5 on a $V_5(x)=0$ et le temps de vol dans cette zone vaut :

$$t_5 = d_5 \sqrt{\frac{m}{2neV_t}}$$

Le temps de vol total à travers la lentille vaut :

$$t_{ff} = t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + t_5$$

$$\text{et donc : } t_{ff} = (d_1 + d_5) \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} + 2(d_2 + d_4) \frac{V_l}{V_t} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}} + d_3 \sqrt{\frac{V_t}{V_t - V_l}} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}}$$

$$\text{Par ailleurs, ce temps de vol vaut : } t_{ff} = d_{ff \text{ equ}} \sqrt{\frac{m}{2neV_t}}$$

$$\text{On obtient finalement : } d_{ff \text{ equ}} = (d_1 + d_5) + 2(d_2 + d_4) \frac{V_l}{V_t} + d_3 \sqrt{\frac{V_t}{V_t - V_l}}$$

Appendice F : Sigles et abréviations

A111 : Amplificateur de charge fabriqué par la société Amptek

ACAM : Société qui fabrique le TDC-GP1

ALU : Arithmetic and Logical Unit. Unité Arithmétique et Logique, i.e. partie d'un circuit intégré qui fait les calculs.

ASIC : Application Specific Integrated Circuit. Circuit intégré spécialisé.

ATV : Automated Transfer Vehicle. L'ATV est un vaisseau cargo entièrement automatisé et non-habité qui a pour mission essentielle de ravitailler la station spatiale internationale.

ATMD : Acam Time Measuring Device. Carte d'évaluation basée sur le TDC-GP1.

CFD : Constant Fraction Discriminator. Discriminateur à fraction constante, qui permet de corriger les effets du temps de montée.

CAPS : CAssini Plasma Spectrometer. Spectromètre de masse à temps de vol possédant un réflectron embarqué sur la mission Cassini-Huygens.

CLK : Abréviation pour Clock : signal d'horloge

CMOS : Complementary Metal Oxide Semi-conductor. Type de composant électronique à faible consommation électrique.

CODIF : COMposition and DIstribution Function analyser. Spectromètre de masse à temps de vol embarqué sur la mission Cluster.

CSN : Chip Select. Signal qui autorise la lecture ou l'écriture dans le TDC-GP1

FPGA : Field-Programmable Gate Array. Circuit intégré qui peut être reprogrammé après sa fabrication.

HP : Hewlett Packard

LVDS : Low Voltage Differential Signaling. Méthode de transmission du signal.

MCP : Micro Channel Plate. Galette de microcanaux.

NIM : Nuclear Instrument Modules. Norme d'instrumentation pour l'électronique de laboratoire.

PCB : Printed Circuit Board. Circuit imprimé.

PEPE : Plasma Experiment for Planetary Exploration. Spectromètre de masse à temps de vol possédant un réflectron embarqué sur la mission Deep Space One. Dérivé de CAPS.

PSpice : Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis. Logiciel de simulation de circuits électroniques.

RDN : ReaD. Signal qui autorise la lecture dans le TDC-GP1

RST_N : ReSeT. Signal qui réinitialise le TDC-GP1

TAC : Time to Analog Converter. Convertisseur temps-analogique qui transforme un temps en une tension

TDC : Time to Digital Converter. Convertisseur temps-numérique qui transforme un temps en une valeur numérique

VHDL : Very high speed integrated circuit Hardware Description Language. Langage utilisé pour la modélisation et la synthèse de circuits numériques, de FPGA et d'ASIC

WRN : WRite. Signal qui autorise l'écriture dans le TDC-GP1

Bibliographie

[Aca1W]

TDC-GP1 functional description , acam mess-electronic
http://www.acam.de/Documents/English/DB_GP1_e.pdf

[Aca2W]

ATMD manual, acam mess-electronic
http://www.acam.de/Documents/English/DB_ATMD_e.pdf

[Aca3W]

TDC cookbook, acam mess-electronic

[Aca4]

TDC-S1: A Space qualified TDC, User Manual
Andreas Larsch, acam mess-electronic

[ACF04]

ACF-Metals Technical data and product specifications, April 1, 2004

[All02]

F. Allegrini The PLASTIC sensor on STEREO: Design of the entrance system, energy analyzer and numerical simulations of solar wind measurements
PhD thesis at University of Bern 2002

[All03]

Frédéric Allegrini, Robert F. Wimmer-Schweingruber, Peter Wurz and Peter Bochsler, Determination of low-energy ion-induced electron yields from thin carbon foils, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Volume 211, Issue 4, December 2003, Pages 487-494.

[Bür90]

Charge exchange of low-energy ions in thin carbon foils
Alfred Burgi, Michael Oetliker, Peter Bochsler, Johannes Geiss, and Michael A. Coplan, J. Appl. Phys. 68, 2547 (1990)

[Bür93]

Charge exchange of low energy ions in thin carbon foils. II. Results for ions of B, C, F, Ne, Na, Si, S, Cl, Ar, K, and Fe
Alfred Burgi, Marc Gonin, Michael Oetliker, Peter Bochsler, Johannes Geiss, Thierry Lamy, Ariel Brenac, Horst Jurgen Andra, Philippe Roncin, Henri Laurent, and Michael A. Coplan, J. Appl. Phys. 73, 4130 (1993)

[Car98]

Carlson, C. W., and J. P. McFadden, Design and application of imaging plasma instruments, in *Measurement techniques in space plasmas*, Geophys. Mongr. Ser., vol. 102, ed. R. F. Pfaff, J. E. Borovsky, and D. T. Young, AGU, Washington, 125, 1998.

[Cha01]

Chassefière, E., F. Forget, F. Hourdin, F. Vial, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, J.-A. Sauvaud, P. L. Blelly, D. Toublanc, et al., Scientific objectives of the DYNAMO mission, *Advances in Space Research*, Volume 27, Issue 11, p. 1851-1860, 2001.

[Dah00]

David A. Dahl, SIMION for the personal computer in reflection, *International Journal of Mass Spectrometry*, Volume 200, Issues 1-3, 25 December 2000, Pages 3-25.

[Dev04]

A low-power timing discriminator for space instrumentation
P. Devoto, J.-L. Medale, C. Aoustin, and J.-A. Sauvaud, *Rev. Sci. Instrum.* 75, 5100 (2004)

[Fed06]

Fedorov A., Budnik E., Sauvaud J.-A et al., Structure of the martian wake, *Icarus*, In press 2006

[Gei86]

Geiss, J; Bürgi, A Diffusion and thermal diffusion in partially ionized gases in the atmospheres of the sun and planets
Astronomy and Astrophysics. Vol. 159, no. 1-2, pp. 1-15. Apr. 1986

[Gei95]

Geiss J., Gloeckler G., and von Steiger R. (1995) Origin of the solar wind from composition data. *Space Sci. Rev.* 72, 49-60.

[Gel97]

St. Gelfort, H. Kerkow, R. Stolle, V. P. Petukhov and E. A. Romanovskii, Secondary electron yield induced by slowly moving heavy ions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 125, Issues 1-4, 3 April 1997, Pages 49-52.

[Glo79]

G. Gloeckler K. C. Hsieh, Time-of-flight technique for particle identification at energies from 2-400 keV/nucleon, *Nuclear Instruments and Methods*, Volume 165, Issue 3, 15 October 1979, Pages 537-544.

[Glo90]

G. Gloeckler, Ion composition measurement techniques for space plasma
Rev. Sci. Instrum. 61, p.3613 (1990)

[Gon94a]

M. Gonin, R. Kallenbach and P. Bochsler, Charge exchange of atoms with high first ionization potentials in carbon foils at $E < 35$ keV/u, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 94, Issues 1-2, October 1994, Pages 15-21.

[Gon94b]

Charge exchange of hydrogen atoms in carbon foils at 0.4-120 keV

M. Gonin, R. Kallenbach, and P. Bochsler, *Rev. Sci. Instrum.* 65, 648 (1994)

[Gon95]

M. Gonin, R. Kallenbach, P. Bochsler and A. Bürgi, Charge exchange of low energy particles passing through thin carbon foils: Dependence on foil thickness and charge state yields of Mg, Ca, Ti, Cr and Ni, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 101, Issue 4, 1 August 1995, Pages 313-320.

[Gui95]

M. Guilhaus, *Principles and Instrumentation in Time-of-flight Mass Spectrometry Physical and Instrumental Concepts*

Journal of Mass Spectrometry 30, 1995, 1519-1532

[Hog70]

G. Høgberg and H. Nordén H. G. Berry, Angular distributions of ions scattered in thin carbon foils, *Nuclear Instruments and Methods*, Volume 90, 15 December 1970, Pages 283-288.

[Hov95]

Hovestadt, D., M. Hilchenbach, A. Burgi, B. Klecker, P. Laeverenz, M. Schöler, H. Grunwaldt, W. I. Axford, et al., CELIAS - Charge, Element and Isotope Analysis System for SOHO, *Solar Physics*, v. 162, p. 441-481, 1995.

[Hun72]

Hundhausen, A. J., *Coronal Expansion and Solar Wind*, Springer Verlag, NY, 1972.

[Kal93]

R. Kallenbach, M. Gonin, A. Bürgi and P. Bochsler, Charge exchange of hydrogen ions in carbon foils, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 83, Issues 1-2, October 1993, Pages 68-72.

[Kal95]

R. Kallenbach, M. Gonin, P. Bochsler and A. Bürgi, Charge exchange of B, C, O, Al, Si, S, F and Cl passing through thin carbon foils at low energies: Formation of negative ions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 103, Issue 2, October 1995, Pages 111-116.

[Kel91]

John W. Keller and Keith W. Ogilvie, J. W. Boring and Robert W. McKemie, Measurement of the secondary emission yield of electrons from thin carbon foils after passage of low energy ions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 61, Issue 3, September 1991, Pages 291-294.

[Ker99]

H. Kerkow, R. Stolle, V. P. Petukhov and E. A. Romanovskii, Electron emission from thin foils induced by slowly moving heavy ions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Volume 154, Issues 1-4, 3 June 1999, Pages 330-334.

[Kil98]

Timing discriminator for pulsed time-of-flight laser rangefinding measurements

Ari Kilpela, Juha Ylitalo, Kari Maatta, and Juha Kostamovaara, *Rev. Sci. Instrum.* 69, 1978 (1998)

[Lam98]

A timing discriminator for space flight applications

Michael Lampton, *Rev. Sci. Instrum.* 69, 3062 (1998)

[Mam01]

B. A. Mamyrin, Time-of-flight mass spectrometry (concepts, achievements, and prospects), *International Journal of Mass Spectrometry*, Volume 206, Issue 3, 22 March 2001, Pages 251-266.

[Mat85]

S. Matsuura, S. Umebayashi, C. Okuyama, K. Oba, Characteristics of the newly developed MCP and its assembly, *IEEE Trans.*, NS-32, 350, (1985)

[McC90]

Linear electric field mass analysis: A technique for three dimensional high mass resolution space plasma composition measurements

D. J. McComas, J. E. Nordholt, S. J. Bame, B. L. Barraclough, J. T. Gosling

Proceedings of the National Academy of Science USA Vol 87, August 1990, Pages 5925-5929

[McC98a]

McComas, D. J., S. J. Bame, B. L. Barraclough, W. C. Feldman, H. O. Funsten, J. T. Gosling, P. Riley, R. Skoug, A. Balogh, R. Forsythe, B. E. Goldstein and M. Neugebauer, *Ulysses' return to the slow solar wind*, *Geophys. Res. Lett.*, 25, No1, 1-4, 1998.

[McC98b]

The Cassini Ion Mass Spectrometer

D. J. McComas, J. E. Nordholt, J.-J. Berthelier, J.-M. Illiano, and D. T. Young, *Geophysical Monograph 102: Measurement Techniques in Space Plasmas: Particles*, American Geophysical Union, Washington, DC, p.187, 1998.

[McC04]

Ultrathin (~ 10 nm) carbon foils in space instrumentation

D. J. McComas, F. Allegrini, C. J. Pollock, H. O. Funsten, S. Ritzau, and G. Gloeckler, *Rev. Sci. Instrum.* 75, 4863 (2004)

[Möb98]

Möbius E., L. M. Kistler, M. Popecki, K. Crocker, M. Granoff, Y. Jiang, E. Satori, V. Ye, H. Reme, J. A. Sauvaud, A. Cros, A. Aoustin, T. Camus, J. -L. Medale, J. Rouzaud, C. W. Carlson, J. McFadden, D. Curtis, H. Heetdirks, J. Croyle, C. Ingraham, E. G. Shelley, D. M. Klumppar, E. Hertzberg, B. Klecker, M. Ertl, F. Eberl, H. Kaestle, E. Kuenneth, P. Laeverenz, E. Seidenschwang, G. Parks, M. McCarthy, A. Korth, B. Graeve, H. Balsiger, U. Schwab, and

M. Steinacher, The 3-D Plasma Distribution Function Analyzers with Time-of-Flight Mass Discrimination for CLUSTER, FAST, and Equator-S", Geophysical Monograph 102: Measurement Techniques in Space Plasmas: Particles, American Geophysical Union, Washington, DC, p.243, 1998.

[Mor02]

T. Moreau, Etude numérique et développement de spectromètres embarquables de particules chargées

Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 2002

[Nor98]

The Cassini Ion Mass Spectrometer: Performance Metrics and Techniques

J. E. Nordholt, J.-J. Berthelier, D. M. Burr, H. O. Funsten, R. Goldstein, J.-M. Illiano, K. P. McCabe, D. J. McComas, D. M. Potter, and D. T. Young, Geophysical Monograph 102: Measurement Techniques in Space Plasmas: Particles, American Geophysical Union, Washington, DC, p.209, 1998.

[Ort1W]

Ortec "Fast timing discriminators"

<http://www.ortec-online.com/pdf/discut.pdf>

[Ort2W]

Ortec application note n° 42 "Principles and Applications of Timing Spectroscopy"

<http://www.ortec-online.com/application-notes/an42.pdf>

[Ort3W]

Ortec "Time-to-Amplitude Converters and Time Calibrator"

<http://www.ortec-online.com/pdf/tactut.pdf>

[Pal01]

Palme H., The thermal history of meteorites, Meteoritics & Planetary Science, Vol. 36, p.5-6, 2001.

[Pas02]

CMOS time-of-flight system-on-a-chip for spacecraft instruments

Paschalidis, N.; Stamatopoulos, N.; Karadamoglou, K.; Kottaras, G.; Paschalidis, V.; Sarris, E.; McNutt, R.; Mitchell, D.; McEntire, R.

Nuclear Science, IEEE Transactions on, Vol.49, Iss.3, Jun 2002

Pages: 1156- 1163

[Rèm97]

The Cluster Ion Spectrometry (CIS) experiment; H. Rème, J.M. Bosqued, J.A. Sauvaud, A.

Cros, J. Dandouras, C. Aoustin, J. Boyssou, Th. Camus, J. Cuvido, C. Martz, J. Médale, H.

Perrier, D. Romefort, J. Rouzaud, C d'Uston, E. Möbius, K. Crocker, M.Granoff, L. M.

Kistler, Mpopecki, D.Hovestadt, B.Klecker,G. Paschmann, M.Scholer, C.W.Carlson, D.W.

Curtis, R.P.Lin, J.P. McFadden, V. Formisano, E.Amata,M.B.Bavassano-Cattaneo, P.

Baldettui, G.Bellucci, R.Bruno, G.Chionchio, A.M. Di Lellis , E.G. Shelley, A.G. Ghielmetti,

W Lennartsson, A.Korth, H.Rosenbauer, R. Lundin, S. Olsen, G.K. Parks, M.McCarthy,

H.Balsiger; Space Sciences Review Vol. 79, Nos 1-2 1997.

[Rèm01]

First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment

H. Rème, C. Aoustin, J. M. Bosqued, I. Dandouras, B. Lavraud, J. A. Sauvaud, A. Barthe, J. Bouyssou, Th. Camus, O. Coeur-Joly, A. Cros, J. Cuvalo, F. Ducay, Y. Garbarowitz, J. L. Medale, E. Penou, H. Perrier, D. Romefort, J. Rouzaud, C. Vallat, D. Alcaydé, C. Jacquey, C. Mazelle, C. d'Uston, E. Möbius, L. M. Kistler, K. Crocker, M. Granoff, C. Mouikis, M. Popecki, M. Vosbury, B. Klecker, D. Hovestadt, H. Kucharek, E. Kuenneth, G. Paschmann, M. Scholer, N. Sckopke, E. Seidenschwang, C. W. Carlson, D. W. Curtis, C. Ingraham, R. P. Lin, J. P. McFadden, G. K. Parks, T. Phan, V. Formisano, E. Amata, M. B. Bavassano-Cattaneo, P. Baldetti, R. Bruno, G. Chionchio, A. Di Lellis, M. F. Marcucci, G. Pallocchia, A. Korth, P. W. Daly, B. Graeve, H. Rosenbauer, V. Vasyliunas, M. McCarthy, M. Wilber, L. Eliasson, R. Lundin, S. Olsen, E. G. Shelley, S. Fuselier, A. G. Ghielmetti, W. Lennartsson, C. P. Escoubet, H. Balsiger, R. Friedel, J-B. Cao, R. A. Kovrazhkin, I. Papamastorakis, R. Pellat, J. Scudder, B. Sonnerup

Annales Geophysicae, Vol. 19, pp 1303-1354, 2001

[Rit98]

S. M. Ritzau and R. A. Baragiola, Electron emission from carbon foils induced by keV ions, Physical Review B, Volume 58, Pages 2529–2538 (1998)

[SIM7]

Dahl DA. SIMION 3D Version 7.0. In 50th ASMS Conference on Mass Spectrometry and Allied Topics, June 2000, Long Beach, CA; 717.

[Sim96]

A monolithic, constant-fraction discriminator using distributed R-C delay line shaping
Simpson, M.L.; Young, G.R.; Jackson, R.G.; Xu, M. Nuclear Science, IEEE Transactions on, Vol.43, Iss.3, Jun 1996 Pages:1695-1699

[Spr04]

Joachim Sprösser, acam mess-electronic, communication privée, Janvier 2004

[Ste97]

R. von Steiger, J. Geiss, G. Gloeckler, Composition of the solar wind, In Cosmic Winds and the Heliosphere, ed. J.R. Jokipii, C.P. Sonett, M.S. Giampapa, 581-616, U. Arizona Press, Tucson, AZ., 1997.

[Ste00]

R. von Steiger, J. Geiss, L.A. Fisk, N.A. Schwadron, S. Hefti, T.H. Zurbuchen, G. Gloeckler, B. Wilken, R.F. Wimmer-Schweingruber, Composition of quasi-stationary solar wind flows from SWICS/Ulysses, J. Geophys. Res. 105, 27217-27238, 2000.

[Wiz79]

Joseph Ladislav Wiza, Microchannel plate detectors, Nuclear Instruments and Methods, Volume 162, Issues 1-3, 1 June-15 June 1979, Pages 587-601.

[Wüe98]

Time-of-Flight Ion Composition Measurement Technique for Space Plasmas
Martin Wüest , Geophysical Monograph 102: Measurement Techniques in Space Plasmas:
Particles, American Geophysical Union, Washington, DC, p.141, 1998.

[Wur03]

Wurz, P., R. F. Wimmer-Schweingruber, P. Bochsler, A. Galvin, J. A. Paquette, F. M. Ipavich, G. Gloeckler, Composition of magnetic cloud plasmas during 1997 and 1998, SOLAR WIND TEN: Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference. AIP Conference Proceedings, Volume 679, pp. 685-690, 2003.

[You89]

A 360° Field-of-View Toroidal Ion Composition Analyzer Using Time-of-Flight
Young, D. T.; Marshall, J. A.; Burch, J. L.; Bame, S. J.; Martin, R. H.
Solar System Plasma Physics: Geophysical Monograph 54. , 1989, p.171

[You00]

Plasma Experiment for Planetary Exploration (PEPE) DS1 Technology Validation Report
David T. Young, Jane E. Nordholt, John J. Hanley, 10/2000
http://nmp-techval-reports.jpl.nasa.gov/DS1/PEPE_Integrated_Report.pdf

[You04]

Cassini Plasma Spectrometer Investigation
D. T. Young, J. J. Berthelier, M. Blanc, J. L. Burch, A. J. Coates, R. Goldstein, M. Grande, T. W. Hill, R. E. Johnson, V. Kelha, D. J. McComas, E. C. Sittler, K. R. Svenes, K. Szegö, P. Tanskanen, K. Ahola, D. Anderson, S. Bakshi, R. A. Baragiola, B. L. Barraclough, R. K. Black, S. Bolton, T. Booker, R. Bowman, P. Casey, F. J. Crary, D. Delapp, G. Dirks, N. Eaker, H. Funsten, J. D. Furman, J. T. Gosling, H. Hannula, C. Holmlund, H. Huomo, J. M. Illiano, P. Jensen, M. A. Johnson, D. R. Linder, T. Luntama, S. Maurice, K. P. McCabe, K. Mursula, B. T. Narheim, J. E. Nordholt, A. Preece, J. Rudzki, A. Ruitberg, K. Smith, S. Szalai, M. F. Thomsen, K. Viherkanto, J. Vilppola, T. Vollmer, T. E. Wahl, M. Wüest, T. Ylikorpi, C. Zinsmeyer, Space Science Reviews, Volume 114, Issue 1, Sep 2004, Pages 1 - 112

[Zie03]

J. F. Ziegler, SRIM 2003 <http://www.srim.org>.

AUTHOR : Pierre Devoto

TITLE : Design and realization of a space-borne reflectron time of flight mass spectrometer :
electronics and measuring head

ABSTRACT :

The purpose of this thesis is the realization of the electronics of a time of flight mass spectrometer, the realization and the vacuum tests of a prototype which can be put onboard a satellite. A particular effort was necessary to decrease to the maximum the mass and electric consumption of the spectrometer, which led to the development of new circuits.

The work completed during this thesis initially concerns the electronics of the measuring equipment which was conceived in a concern for modularity. A complete “reflectron” type mass spectrometer was then designed, simulated and developed. The built prototype, which uses the developed electronics, was exposed to ion flows of different masses and energies in the CESR vacuum chambers. Its measured performances validate the implemented principles and show that an identical mass spectrometer can be put onboard a satellite with profit, for planetary or solar missions.

KEYWORDS : Time of flight mass spectrometry, Reflectron, Space instrumentation, Front end electronics

AUTEUR : Pierre Devoto

TITRE : Conception et réalisation d'un spectromètre de masse à temps de vol spatialisable de type « réflectron » : électronique et tête de mesure

DIRECTEUR DE THESE : Jean-André Sauvaud

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Université Toulouse III Paul Sabatier, le 17 mars 2006

RESUME :

Ce travail de thèse porte sur la réalisation de l'électronique d'un spectromètre de masse à temps de vol, sur la réalisation et les tests au vide d'un prototype embarquable sur satellite. Un effort particulier a été nécessaire pour diminuer au maximum la masse et la consommation électrique du spectromètre, ce qui a conduit au développement de circuits nouveaux.

Le travail réalisé au cours de cette thèse porte en premier lieu sur l'électronique de la chaîne de mesure qui a été conçue dans un souci de modularité. Un spectromètre de masse complet de type « réflectron » a ensuite été conçu, simulé puis développé. Le prototype construit, qui utilise l'électronique développée, a été soumis à des flux d'ions de masses et d'énergies différentes dans les chambres à vide du CESR. Ses performances mesurées valident les principes mis en œuvre et démontrent qu'un spectromètre de masse identique peut être embarqué avec profit sur satellite, tant dans le cadre de missions planétaires que solaires.

MOTS CLES : Spectrométrie de masse à temps de vol, Reflectron, Instrumentation spatiale, Electronique d'entrée

DISCIPLINE: Electronique et Instrumentation

Laboratoire d'accueil :

Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

9 avenue du Colonel Roche BP 4346 31028 Toulouse Cedex 4